

RUTH MARIA BIANCHINI DE QUADROS

**REPRESENTAÇÃO MATEMÁTICA E SIMULAÇÃO
NUMÉRICA DA EVOLUÇÃO DO
PROCESSO EROSIVO EM SULCOS**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Florestal, Setor de Ciências Agrárias, Universidade Federal do Paraná, como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Ciências Florestais.

Orientadora: Prof.^a Dr.^a Celina Wisniewski

Co-orientador: Prof. Dr. Nelson Luís da
Costa Dias

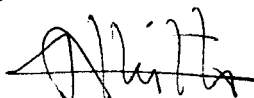
CURITIBA

2003

PARECER

Defesa nº. 528

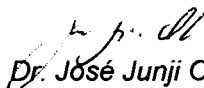
A banca examinadora, instituída pelo colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Florestal, do Setor de Ciências Agrárias, da Universidade Federal do Paraná, após argüir o(a) doutorando(a) *Ruth Maria Bianchini de Quadros* em relação ao seu trabalho de tese intitulado "**Representação matemática e simulação numérica da evolução do processo erosivo em sulcos**", é de parecer favorável à **APROVAÇÃO** do(a) acadêmico(a), habilitando-o(a) ao título de *Doutor* no Curso de Pós-Graduação em Engenharia Florestal, área de concentração em CONSERVAÇÃO DA NATUREZA.



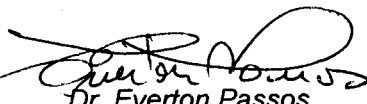
Dr. Antonio Marozzi Righetto
Universidade Federal do Rio Grande do Norte
Primeiro examinador



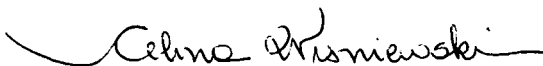
Dr. Renato Antonio Dedecek
EMBRAPA - Florestas
Segundo examinador



Dr. José Junji Ota
Universidade Federal do Paraná
Terceiro examinador

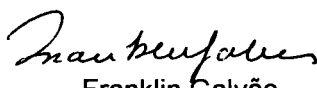


Dr. Everton Passos
Universidade Federal do Paraná
Quarto examinador



Dr. Celina Wisniewski
Universidade Federal do Paraná
Orientador e presidente da banca examinadora

Curitiba, 28 de novembro de 2003.



Franklin Galvão
Coordenador do Curso de Pós-Graduação em Engenharia Florestal

AGRADECIMENTOS

Chegada a hora de agradecer, gostaria de fazê-lo de uma maneira, mais ou menos, cronológica, não em ordem de importância. Assim, começo pelo Professor Nilton Sousa que foi quem me incentivou a me inscrever no Doutorado. Eu relutei, já que não tinha um tema. Mesmo assim, ele insistiu e eu me inscrevi.

A conversa com os professores David Mitchell e Nicholas Comerford, em anos diferentes, foi decisiva para a definição do tema da minha tese. Com o Professor Nicholas conversei muito pouco, mas com o Professor David pude ter um maior contato, já que fui sua aluna. Mas, as idéias e os conselhos de ambos, mesmo sem saberem, foram os mesmos. Aprendi muito com as disciplinas ministradas pelo Professor David. Foi um ano muito proveitoso, no final do qual pude definir um tema adequado.

Agradeço, neste momento, à minha orientadora, a Professora Celina Wisniewski, que apesar de eu ter me afastado da sua linha de pesquisa, compreendeu, me apoiou e, principalmente, não interferiu na minha busca.

Como não conhecia ninguém que pudesse me ajudar a desenvolver o que eu queria, conversei com uma amiga, Akemi Kan, que me apresentou ao Professor Nelson Luís da Costa Dias, que aceitou ser meu co-orientador. Depois disto, pedi demissão da Universidade do Contestado, onde lecionava, e pude contar com uma bolsa de estudos, cedida pelo CNPq, com a qual poderia me dedicar, exclusivamente, ao doutorado.

Assim, agradeço ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Florestal e ao Governo Federal que me propiciaram a bolsa de estudos, sem a qual eu não poderia ter realizado esta tese. Ofereço, também, os meus agradecimentos, ao Secretário Reinaldo Mendes de Souza, que sempre zelou pelo bom andamento deste Programa, assim como os Coordenadores que se sucederam. Além disso, agradeço, mais uma vez, ao Governo Federal, pois graças a disponibilidade *on-line* de periódicos, iniciada em março de 2000, foi possível conseguir muitas bibliografias essenciais para esta tese. Espero que este programa continue, ininterruptamente, pois só assim conseguiremos acompanhar o pensamento mundial, já que o acervo de nossas bibliotecas não é suficiente.

Por falar em biblioteca, não posso deixar de agradecer, também, aos meus colegas bibliotecários, cuja amizade de alguns já tenho há mais de 10 anos, como a da Liliana Pizzolato, da Evelyn da Silva e da Doroti Andrade. Mas, considero muito, os outros amigos que conquistei mais re-

centemente, como o Agrinaldo de Lima, a Ester Gouveia, a Giovana Lucas, a Jurema de Oliveira, a Helena Maria Vita, a Mara B. Senna, a Maria Helena de Carvalho, a Maria Simone Amadeu, a Marlene da Silva, a Rozi Cordeiro, a Tânia Baggio e a Vera Dittert. Sem a competência e o bom atendimento deles, as bibliotecas não funcionariam tão bem como funcionam.

Mas, continuando com a tese, tive três anos de pura dedicação, onde fui adquirindo as ferramentas básicas que seriam necessárias para desenvolver o tema escolhido, através de reuniões semanais com o Professor Nelson Luís da Costa Dias. Sei que lhe devo muito, não só pelas, aproximadamente, 200 horas que ele reservou para mim, mas por algo que talvez ele nunca entenda: a concretização desta tese foi uma busca inconsciente que trouxe harmonia para minha alma!

Também não posso deixar de agradecer ao Professor Maurício F. Gobbi, que assim como o Professor Nelson Dias, foi essencial para o meu aprendizado. A oportunidade de ter sido sua aluna, dentro dos meus limites, me fez aprender muito. Além disso, ele sempre estava presente e me ajudou em todas as fases do meu aprendizado.

Na finalização desta tese, ainda tive o privilégio de poder conversar, por algumas horas, com os Professores Maurício F. Gobbi, José J. Ota, David Mitchell, João T. Bianchini, Gláucio Roloff, Celso L. Prevedello e Vander F. Melo, os quais deram sugestões, algumas das quais, bastante relevantes para a finalização desta tese.

Resta, agora, agradecer à minha família, a qual sempre me apoiou e me incentivou, principalmente, nos momentos mais difíceis.

Meus sinceros agradecimentos a todos!

Ruth.

*Dedicaí todo o esforço em juntar
à vossa fé a fortaleza,
à fortaleza o conhecimento,
ao conhecimento o domínio próprio,
ao domínio próprio a constância, e
à constância o amor.*

Adaptado de 2Pd 1,5-7.

SUMÁRIO

| | |
|---|-----------|
| LISTA DE FIGURAS | viii |
| LISTA DE TABELAS | xii |
| LISTA DE SÍMBOLOS | xiii |
| RESUMO | xviii |
| ABSTRACT | xix |
| | |
| 1 INTRODUÇÃO | 1 |
| 1.1 ESTADO DA ARTE SOBRE CANAIS INCISIVOS | 1 |
| 1.1.1 Sistema de transferência de sedimentos | 3 |
| 1.1.2 Classificação de canais incisivos | 4 |
| 1.1.3 Causas de canais incisivos | 8 |
| 1.1.4 Efeitos de canais incisivos | 10 |
| 1.1.5 Análise qualitativa sobre canais incisivos | 13 |
| 1.1.6 Análise quantitativa sobre canais incisivos | 15 |
| 1.2 OBJETIVOS | 19 |
| | |
| 2 PROPRIEDADES FUNDAMENTAIS DAS PARTÍCULAS SÓLIDAS E DO ESCO- AMENTO | 20 |
| 2.1 PROPRIEDADES DAS PARTÍCULAS SÓLIDAS | 20 |
| 2.1.1 Tamanho | 20 |
| 2.1.2 Forma | 22 |
| 2.1.3 Massa específica da partícula ou densidade real do solo | 23 |
| 2.1.4 Massa específica do solo seco ou densidade aparente do solo | 23 |
| 2.1.5 Peso específico | 24 |
| 2.1.6 Densidade relativa ou gravidade específica | 24 |
| 2.1.7 Porosidade total | 24 |
| 2.2 CLASSIFICAÇÃO DO ESCOAMENTO E SUAS PRINCIPAIS PROPRIEDADES HIDRÁULICAS | 25 |
| 2.2.1 Classificação do escoamento em canais abertos | 25 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.2.2 | Escoamento crítico, subcrítico e supercrítico | 26 |
| 2.2.3 | Equações de resistência | 28 |
| 3 | TRANSPORTE DE PARTÍCULAS DE SEDIMENTOS EM CANAIS DE RIOS | 31 |
| 3.1 | MECANISMOS DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS | 31 |
| 3.1.1 | Transporte por arraste | 32 |
| 3.1.2 | Transporte em saltação | 32 |
| 3.1.3 | Transporte em suspensão | 34 |
| 3.1.4 | Relações entre os três tipos de mecanismos | 35 |
| 3.2 | PRINCIPAIS FORÇAS QUE ATUAM NO MOVIMENTO DE UMA PARTÍCULA . | 36 |
| 3.2.1 | Relações adimensionais das forças que atuam no movimento de partículas | 40 |
| 3.2.2 | Movimento de uma partícula sem coesão | 42 |
| 3.2.3 | Movimento de uma partícula com coesão | 46 |
| 3.3 | EQUAÇÕES DE TRANSPORTE DE PARTÍCULAS DE SEDIMENTOS EM CA- NAIS DE RIOS | 48 |
| 3.3.1 | Teoria baseada na tensão de cisalhamento | 49 |
| 3.3.2 | Teoria baseada em princípios probabilísticos | 52 |
| 3.3.3 | Teoria baseada em conceitos de energia | 54 |
| 3.3.4 | Teoria baseada na forma do canal | 55 |
| 3.3.5 | Modelo de difusão das partículas em suspensão | 55 |
| 4 | EVOLUÇÃO MORFOLÓGICA DE SULCOS E VOÇOROCAS | 57 |
| 4.1 | ESTRUTURA E RESISTÊNCIA DO SOLO | 57 |
| 4.1.1 | Unidades primárias do solo | 57 |
| 4.1.2 | Unidades secundárias ou estruturais do solo | 58 |
| 4.1.3 | Conceito de resistência do solo | 59 |
| 4.1.4 | Coesão verdadeira | 60 |
| 4.1.5 | Coesão aparente | 65 |
| 4.2 | EQUAÇÕES UTILIZADAS PARA A DETERMINAÇÃO DA DESAGREGAÇÃO DE PARTÍCULAS COESIVAS | 67 |
| 4.2.1 | Equações de desagregação baseadas na tensão de cisalhamento | 67 |
| 4.2.2 | Equações de desagregação baseadas em princípios de energia | 71 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.2.3 | Equações de desagregação baseadas em outras teorias | 71 |
| 4.3 | EQUAÇÕES PARA A DETERMINAÇÃO DA EVOLUÇÃO MORFOLÓGICA EM SULCOS E VOÇOROCAS | 74 |
| 4.3.1 | Variação da profundidade | 74 |
| 4.3.2 | Variação da largura | 75 |
| 5 | CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS SOBRE O MODELO PROPOSTO | 78 |
| 5.1 | MODELOS CONCEITUAIS PARA ABORDAR O PROBLEMA DA INCISÃO DE CANAIS | 78 |
| 5.2 | EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DA MASSA PARA A DEGRADAÇÃO DO FUNDO | 79 |
| 5.3 | EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DA MASSA PARA A VARIAÇÃO DAS MARGENS | 81 |
| 5.4 | FLUXO DAS PARTÍCULAS DO SOLO DO FUNDO E DAS MARGENS DO CANAL | 83 |
| 5.4.1 | Determinação dos coeficientes de resistência k_f , α_f e C_d | 85 |
| 6 | EQUAÇÕES DIFERENCIAIS PARCIAIS | 88 |
| 6.1 | EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DA MASSA PARA A ÁGUA | 88 |
| 6.2 | EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DA MASSA PARA O TRANSPORTE DAS PAR- TÍCULAS SÓLIDAS EM SUSPENSÃO | 90 |
| 6.3 | EQUAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO | 93 |
| 6.3.1 | Forças que atuam sobre o volume de controle | 93 |
| 6.3.2 | Taxa da variação da quantidade de movimento e fluxo líquido da quantidade de mo- vimento | 100 |
| 7 | IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA | 102 |
| 7.1 | DETERMINAÇÃO DO PERFIL INICIAL DO ESCOAMENTO, PELO ESQUEMA DE RUNGE-KUTTA DE 4ª ORDEM | 102 |
| 7.2 | DETERMINAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO, PELO MÉTODO DAS CARACTERÍSTICAS | 104 |
| 7.3 | DETERMINAÇÃO DOS PONTOS INTERIORES, PELO ESQUEMA DE MACCORMACK MACK | 111 |
| 7.3.1 | Discretização da equação de conservação de massa, pelo Esquema de MacCormack . . | 111 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 8 | SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DO MODELO PROPOSTO | 113 |
| 8.1 | SISTEMA DE EQUAÇÕES | 113 |
| 8.2 | DADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS NA AMÉRICA DO NORTE | 114 |
| 8.3 | CALIBRAÇÃO DO MODELO | 115 |
| 8.4 | ANÁLISE DE SENSIBILIDADE | 120 |
| 8.5 | CALIBRAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS NA AMÉRICA DO NORTE | 123 |
| 8.6 | SIMULAÇÃO PARA ESCOAMENTO SUBCRÍTICO - REGIME PERMANENTE E NÃO PERMANENTE | 145 |
| 8.6.1 | Escoamento subcrítico e não permanente | 145 |
| 8.6.2 | Escoamento subcrítico e não permanente, em condição de quase equilíbrio | 152 |
| 8.6.3 | Escoamento subcrítico e permanente | 154 |
| 9 | CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES | 159 |
| 9.1 | ABRANGÊNCIA DO MODELO MATEMÁTICO DESENVOLVIDO | 159 |
| 9.2 | PRINCIPAIS RESULTADOS OBTIDOS SOBRE O PROCESSO EROSIVO | 162 |
| 9.3 | LIMITAÇÕES DO MODELO MATEMÁTICO PROPOSTO E SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS | 164 |
| 9.4 | CONCLUSÕES | 166 |
| | REFERÊNCIAS | 167 |
| | ANEXOS | 184 |
| | Anexo A - CLASSIFICAÇÃO DOS SOLOS AO NÍVEL DE FAMÍLIA | 184 |
| | Anexo B - ANÁLISE DE SENSIBILIDADE PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG | 185 |
| | Anexo C - ANÁLISE DE SENSIBILIDADE PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL | 187 |
| | Anexo D - TENSÃO DE CISALHAMENTO ($\text{Kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$) <i>versus</i> TAXA DE DESAGRE- GAÇÃO ($\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$) PARA AS 17 SÉRIES DE SOLO ESTUDADAS | 189 |
| | Anexo E - SÍNTESE DAS PROPRIEDADES HIDRÁULICAS, NO TEMPO INICIAL | 198 |

LISTA DE FIGURAS

| | | |
|-----|--|-----|
| 1.1 | SISTEMA DE TRANSFERÊNCIA DE SEDIMENTOS, COM ÊNFASE NOS PROCESSOS EROSIVOS DE ENCOSTA. | 5 |
| 1.2 | REPRESENTAÇÃO DE UMA PAISAGEM CONTENDO ALGUNS CANAIS INCISIVOS. | 7 |
| 1.3 | PRINCIPAIS CAUSAS E EFEITOS DE CANAIS INCISIVOS. | 12 |
| 2.1 | CLASSIFICAÇÃO DO ESCOAMENTO EM RELAÇÃO AO TEMPO E AO ESPAÇO. | 26 |
| 3.1 | FORÇAS ATUANDO EM UMA PARTÍCULA. | 37 |
| 3.2 | FORÇAS ATUANDO EM UMA PARTÍCULA EM SALTAÇÃO. | 45 |
| 3.3 | RELAÇÃO ENTRE AS FRAÇÕES DE ROLAMENTO, SALTAÇÃO, SUSPENSÃO E A INTENSIDADE DO ESCOAMENTO | 46 |
| 3.4 | FORÇAS ATUANDO EM UM AGREGADO. | 47 |
| 5.1 | MODELO CONCEITUAL PARA A EVOLUÇÃO DE CANAIS INCISIVOS. | 79 |
| 5.2 | VOLUME DE CONTROLE PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial Z_b / \partial t$ | 81 |
| 5.3 | VOLUME DE CONTROLE PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial B_m / \partial t$ | 82 |
| 6.1 | BALANÇO DA MASSA PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial Z / \partial t$ | 90 |
| 6.2 | BALANÇO DA MASSA PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial c / \partial t$ | 92 |
| 6.3 | BALANÇO DA MASSA PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial v / \partial t$ | 94 |
| 6.4 | REPRESENTAÇÃO DA FACE ESQUERDA DA SUPERFÍCIE PERIFÉRICA DO VOLUME DE CONTROLE. | 97 |
| 6.5 | REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DA VARIAÇÃO DE w | 99 |
| 7.1 | CURVA CARACTERÍSTICA NEGATIVA E POSITIVA, PARA ESCOAMENTO SUBCRÍTICO. | 109 |
| 8.1 | LOCALIZAÇÃO DAS PRINCIPAIS SÉRIES DE SOLO | 115 |

| | | |
|------|--|-----|
| 8.2 | RELAÇÃO ENTRE τ e D_r , PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG (a) E CECIL (b) | 117 |
| 8.3 | CORRELAÇÃO ENTRE k_f E O TEOR DE ARGILA | 125 |
| 8.4 | CORRELAÇÃO ENTRE τ_c E d | 128 |
| 8.5 | RELAÇÃO ENTRE C_d E Re_{*p} | 130 |
| 8.6 | CORRELAÇÃO ENTRE D_r E Fr_d^2 | 131 |
| 8.7 | CORRELAÇÃO ENTRE D_r E Y_u | 132 |
| 8.8 | CORRELAÇÃO ENTRE D_r E d | 133 |
| 8.9 | CORRELAÇÃO ENTRE D_r E v | 134 |
| 8.10 | CORRELAÇÃO ENTRE O COEFICIENTE k_f E D_r (a) E ENTRE O DIÂMETRO DOS AGREGADOS E O TEOR DE ARGILA (b) | 135 |
| 8.11 | CORRELAÇÃO ENTRE D_r E τ_c | 136 |
| 8.12 | VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE E DO FUNDO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL, APÓS 1 HORA de SIMULAÇÃO | 137 |
| 8.13 | FORMAS INICIAIS E FINAIS DE UM SULCO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL, APÓS 1 HORA de SIMULAÇÃO | 138 |
| 8.14 | VARIAÇÃO DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL, APÓS 1 HORA de SIMULAÇÃO | 140 |
| 8.15 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO, PARA AS SÉRIES DE SOLO CECIL (a) E SHARPSBURG (b) | 141 |
| 8.16 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> DIÂMETRO DAS PARTÍCULAS, PARA AS SÉRIES DE SOLO CECIL (a) E SHARPSBURG (b) | 144 |
| 8.17 | CONDIÇÃO DE CONTORNO A MONTANTE, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL | 146 |
| 8.18 | PERFIL INICIAL PARA A ALTURA, COTA DA SUPERFÍCIE E COTA DO FUNDO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL | 147 |
| 8.19 | VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (8.2) | 148 |

| | | |
|------|---|-----|
| 8.20 | VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (5.15) | 149 |
| 8.21 | VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES DO SULCO APÓS 1 hora - SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (8.2) (a) e Eq. (5.15) (b) | 150 |
| 8.22 | VARIAÇÃO DA TENSÃO DE CISALHAMENTO (τ) E TENSÃO DE CISALHAMENTO CRÍTICA (τ_c) ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$) - SÉRIE DE SOLO CECIL | 151 |
| 8.23 | CONDIÇÃO DE CONTORNO A MONTANTE, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL | 152 |
| 8.24 | VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (5.15) | 153 |
| 8.25 | PERFIL INICIAL PARA A ALTURA, COTA DA SUPERFÍCIE E COTA DO FUNDO PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL | 154 |
| 8.26 | VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. 8.2 | 155 |
| 8.27 | VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (5.15) | 156 |
| 8.28 | VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES DO SULCO APÓS 1 hora - SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq.s (8.2) e (5.15) | 157 |
| 8.29 | VARIAÇÃO DA TENSÃO DE CISALHAMENTO (τ) E TENSÃO DE CISALHAMENTO CRÍTICA (τ_c) ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$) - SÉRIE DE SOLO CECIL | 158 |
| 9.1 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO - SÉRIE DE SOLO AMARILLO | 189 |
| 9.2 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO - SÉRIES DE SOLO WHITNEY e NANSENE | 190 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 9.3 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO | - |
| | SÉRIES DE SOLO HERSH e WOODWARD. | 191 |
| 9.4 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO | - |
| | SÉRIES DE SOLO ZAHL e ACADEMY | 192 |
| 9.5 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO | - |
| | SÉRIES DE SOLO PORTNEUF e HEIDEN | 193 |
| 9.6 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO | - |
| | SÉRIES DE SOLO MEXICO e LEWISBURG | 194 |
| 9.7 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO | - |
| | SÉRIES DE SOLO CECIL e WILLIAMS | 195 |
| 9.8 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO | - |
| | SÉRIES DE SOLO SHARPSBURG e KEITH | 196 |
| 9.9 | TENSÃO DE CISALHAMENTO <i>versus</i> TAXA DE DESAGREGAÇÃO | - |
| | SÉRIES DE SOLO LOS BANOS e OPEQUON | 197 |

LISTA DE TABELAS

| | | |
|------|---|-----|
| 2.1 | PRINCIPAIS TAMANHOS DE PARTÍCULAS INDIVIDUAIS. | 21 |
| 4.1 | CAPACIDADE DE TRANSPORTE, T_c | 68 |
| 4.2 | VARIAÇÃO DE k'_r | 70 |
| 8.1 | SÍNTESE DAS CARACTERÍSTICAS DOS SOLOS E SUA LOCALIZAÇÃO . . | 116 |
| 8.2 | CONDIÇÕES INICIAIS, PARA AS SÉRIES DE SOLO SHARPSBURG (a) e CECIL (b) | 118 |
| 8.3 | VARIAÇÃO DOS PARÂMETROS, PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG . | 121 |
| 8.4 | VARIAÇÃO DOS PARÂMETROS, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL | 121 |
| 8.5 | ANÁLISE DE SENSIBILIDADE PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG . . | 122 |
| 8.6 | ANÁLISE DE SENSIBILIDADE PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL | 122 |
| 8.7 | ANÁLISE FÍSICA DE ALGUNS SOLOS, ENCONTRADOS NO BRASIL | 125 |
| 8.8 | COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS MEDIDOS E CALCULADOS | 127 |
| 8.9 | VARIAÇÃO DO TAMANHO DO AGREGADO, CONFORME AS CARACTE- RÍSTICAS DO ESCOAMENTO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL. | 142 |
| 8.10 | VARIAÇÃO DO TAMANHO DO AGREGADO, CONFORME AS CARACTE- RÍSTICAS DO ESCOAMENTO, PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG. . . | 142 |

LISTA DE SÍMBOLOS

| | |
|----------------------|---|
| a | aceleração do grão |
| A | área do sulco |
| A_p | área projetada da partícula |
| A_s | área do solo |
| α | ângulo de declividade do canal |
| α_f | $\text{tg } \phi - \text{tg } \alpha$ |
| α_1, α_2 | coeficientes |
| b | largura do sulco |
| B_m | largura de uma das margens do sulco |
| B_w^* | variação da margem do canal |
| β | coeficiente |
| β' | coeficiente |
| c | concentração mássica e volumétrica das partículas do solo |
| c_d | celeridade da onda dinâmica |
| c_w | concentração de partículas do solo, por entrada lateral |
| C | coeficiente de Chézy |
| C_d | coeficiente de arraste |
| C_l | coeficiente de sustentação |
| C_f^n | resistência do solo à ruptura |
| χ | variável independente |
| d | diâmetro da partícula |
| d_i | diâmetro do sedimento individual |
| d_{50} | diâmetro mediano do sedimento |
| $d^{j,j'}$ | sobrescritos designam as frações entre d_i e d_{50} |
| dS | área infinitesimal |
| D | coeficiente de difusão turbulenta |
| D_c | capacidade de desagregação |
| D_r | taxa de desagregação ou deposição para sulcos |
| δ | densidade específica |

| | |
|----------------------|---|
| δ_1, δ_2 | distâncias infinitesimais |
| Δt | intervalo de tempo |
| Δx | intervalo de espaço |
| e_b | coeficiente de eficiência |
| E | fluxo de partículas |
| E_b | fluxo de partículas do fundo do sulco |
| E_m | fluxo de partículas das margens do sulco |
| ε | ângulo de queda de uma das margens do canal |
| f | fator de atrito de Darcy-Weisbach |
| f_c | força coesiva por unidade de área da partícula |
| F_{a1} | força devido a massa do grão adicionada |
| F_{a2} | força de aceleração do fluido em torno do grão estático |
| F_b | força de empuxo |
| F_B | força Basset |
| F_c | força de coesão |
| F_{cx}, F_{cy} | força de impacto nas direções x e y |
| F_d | força de arraste |
| F_f | força de atrito |
| F_g | força peso |
| F'_g | força referente ao peso submerso da partícula |
| F_l | força de sustentação |
| F_M | força Magnus |
| F_{pb} | força de pressão exercida pelas margens |
| F_{pl} | força de pressão do lado esquerdo do volume de controle |
| F_{pr} | força de pressão do lado direito do volume de controle |
| F_{pt} | força de pressão total |
| F_H | força hidrostática líquida |
| Fr | número de Froude |
| Fr_d | v/\sqrt{gd} , número de Froude referente à forma da partícula |
| F_S | força Saffman |
| F_v | força viscosa |
| ϕ | ângulo de atrito |

| | |
|--------------|--|
| g | aceleração da gravidade |
| γ_s | peso específico do solo |
| γ_a | peso específico da água |
| h | altura média do escoamento |
| H | altura total da margem |
| H' | altura da face erodida |
| η | coeficiente de primeira ordem para a deposição |
| I | fluxo consumido pela infiltração |
| ι | coeficiente para a diminuição da profundidade devido a deposição |
| k, k', k'' | parâmetro |
| k_c | coeficiente |
| k_f | coeficiente de resistência |
| k_r, k'_r | parâmetro de erodibilidade |
| k_3 | fator de forma para as partículas de areia |
| K_o | coeficiente de variabilidade do padrão mecânico do solo |
| κ | constante universal de von Karman |
| l | comprimento de um passo |
| λ | coeficiente de resistência ao escoamento |
| λ_o | medida adimensional para o comprimento |
| M | fator que representa a mobilidade do material |
| M_b | massa das partículas desagregados do fundo |
| M_m | massa das partículas desagregadas das margens |
| m | número total de camadas |
| m_1 | coeficiente |
| m_p | massa da partícula de sedimento |
| m_s | massa da partícula de solo seca |
| μ | viscosidade dinâmica |
| N | constante |
| n | coeficiente de rugosidade de Manning |
| n_1 | parâmetro de turbulência |
| \mathbf{n} | vetor unitário normal a dS |
| ν | viscosidade cinemática |

| | |
|------------|---|
| p | porosidade do solo |
| p_s | probabilidade para o início do movimento da partícula |
| q | vazão do escoamento por unidade de largura |
| q_b | vazão da carga de fundo por unidade de largura |
| q_s | vazão de partículas de sedimentos totais por unidade de largura |
| q_{sb} | a vazão lateral de partículas de sedimentos por unidade de largura |
| q_{ss} | vazão da carga suspensa por unidade de largura |
| q_w | vazão lateral |
| Q | vazão do escoamento |
| Q_s | vazão de sedimentos |
| θ_c | parâmetro de Shields |
| Θ | intensidade do escoamento |
| R | fluxo gerado pela precipitação |
| R_h | raio hidráulico |
| Re | vh/v número de Reynolds em termos da velocidade média |
| Re_{*p} | v_*d/v número de Reynolds em termos do tamanho da partícula e da velocidade de cisalhamento |
| Re_p | vd/v número de Reynolds em termos do tamanho da partícula |
| Re_r | $d\Omega_p/v$ número de Reynolds rotacional |
| Re_s | $d(u - u_p)/v$, número de Reynolds em termos da velocidade relativa |
| ρ_a | massa específica da água |
| ρ_s | massa específica do solo seco |
| ρ_p | massa específica da partícula |
| S_o | declividade do fundo |
| S_f | declividade da linha de energia |
| S_{ss} | termo de fonte/sumidouro |
| σ | adição ou subtração de água ao longo do canal |
| t | tempo |
| t_e | tempo de impacto |
| T | temperatura |
| T_c | capacidade de transporte |
| τ | tensão de cisalhamento |

| | |
|--------------|---|
| τ_c | tensão de cisalhamento crítica |
| τ_{*cc} | tensão de cisalhamento crítica adimensional |
| u | velocidade local |
| u_a | velocidade característica |
| u_p | velocidade da partícula na direção x |
| u_{po} | velocidade de ascensão (<i>liftoff velocities</i>) na direção x |
| u_{pe} | velocidade de impacto na direção x |
| u_* | velocidade de atrito |
| u_{*c} | velocidade de atrito crítica |
| v | velocidade média do escoamento |
| v_p | velocidade do grão na direção y |
| v_{po} | velocidade de ascensão (<i>liftoff velocities</i>) na direção y |
| v_{pe} | velocidade de impacto na direção y |
| v_l | velocidade lateral |
| v_s | velocidade de deslizamento |
| V_r | velocidade média do grão relativa ao escoamento |
| v_w | velocidade de queda da partícula |
| \forall | volume infinitesimal |
| \forall_p | volume da partícula |
| \forall_s | volume de solo |
| \forall_t | volume total |
| \forall_v | volume de vazios |
| w | largura infinitesimal |
| ω | potência do escoamento |
| ω_r | fator de erodibilidade |
| Ω_p | velocidade angular da partícula |
| x | coordenada longitudinal |
| Y_u | coeficiente |
| z | variável de integração |
| Z | cota da superfície |
| Z_b | cota do fundo |
| Z_t | cota total da margem |

RESUMO

Para simular a evolução morfológica de sulcos, foi desenvolvido um modelo numérico, baseado em equações hidrodinâmicas, sedimentológicas unidimensionais. Para a determinação do fluxo das partículas, do fundo e das margens, foi desenvolvida uma equação baseada em parâmetros adimensionais relacionados com o balanço das forças de inércia e resistência e com o balanço da energia cinética e potencial, e com as propriedades físicas do solo e o coeficiente de atrito. Com esta equação, pode-se determinar, também, a partir de uma manipulação algébrica, a tensão de cisalhamento crítica variável. As equações diferenciais foram resolvidas pelo esquema de McCormack e as condições de contorno pelo Método das Características. As simulações foram feitas tanto para escoamento permanente, como não permanente. Para a calibração e análise de sensibilidade do modelo, foram utilizados os resultados experimentais de Elliot et al. (1989), em solos de importância agrícola, dos Estados Unidos. As principais variáveis utilizadas para a calibração, foram relacionadas com a resistência do solo e com a resistência do escoamento, sendo que a mais sensível foi o diâmetro dos agregados. Foram feitas várias análises de regressão entre as variáveis e os coeficientes que definem o fluxo das partículas e a taxa de desagregação das partículas do solo. Os resultados mostraram que o balanço entre a energia cinética e a energia potencial foi o principal fator responsável pela desagregação ($R=0,93$), seguido da tensão de cisalhamento crítica ($R=-0,83$). Ressalta-se também a tendência da taxa de desagregação das partículas do solo diminuir com o teor de argila ($R=-0,63$) e com o diâmetro dos agregados ($R=-0,49$). Estas tendências confirmam as especulações dadas pela literatura que agregados maiores garantem uma melhor estrutura do solo e, assim, uma maior resistência à erosão. Os resultados obtidos mostraram que o processo de desagregação é bastante complexo, mas que o modelo proposto pode contribuir para um melhor entendimento do mesmo. Tal modelo é bastante simplificado, de fácil calibração e implementação; entretanto, não explica totalmente o processo erosivo. A determinação da taxa de avanço da erosão a montante e da queda das margens, assim como o efeito da precipitação, da deposição das partículas e da variação e/ou quebra dos agregados, durante o escoamento, não foram incluídos no modelo. Para a implementação destas variáveis é necessário um modelo numérico que considere, no mínimo, escoamento bidimensional. A solução de tal modelo, certamente, exigirá esquemas numéricos que consigam ser estáveis em condições de descontinuidade do escoamento.

ABSTRACT

A mathematical model described by the one-dimensional hydrodynamic and sediment continuity equations for simulating the morphological evolution of rills was developed. The equation to determine the soil particles flux was developed based on dimensionless parameters related with the balance between viscous and inertial forces and the balance between kinetic and potential energy, as well, with the soil physical properties and the friction coefficient. With this equation the variable critical shear stress can also be determined through algebraic manipulation. The differential equations were solved by MacCormack finite difference scheme and the boundary conditions by the method of characteristics. Numerical simulations were performed for both steady and unsteady flow. The experimental data of ELLIOT et al. (1989) in soils from areas of agricultural importance of the USA were utilized for the calibration and sensitivity analysis. The main variables of the calibration were related with both the soil and flow resistance, the aggregates diameter were found to be the most sensitive. Linear regressions were computed between soil detachment rate and soil particle flux to determine the main variable and coefficients responsible for the soil particle detachment. The results showed that the balance between kinetic and potential energy was the main factor responsible for the soil detachment rate ($R=0,93$), followed by critical shear stress ($R=-0,83$). Decreasing trends of soil detachment rate occurred with both the clay concentration ($R=-0,63$) and the aggregates diameter ($R=-0,49$). These trends confirm the arguments found in the literature that good soil aggregation ensures erosion resistance. The results showed also that the soil detachment process is very complex, but that the model developed can contribute to better understand it. The present model is very simple, the calibration and implementation are easy, however, it still needs further effort to bring it to a completed state. For example, the determination of the rate of migration upstream of the headcut and bank fall, as well, the effect of the precipitation, deposition, size distribution and slaking of soil aggregates during the transport was not included in the model. For the implementation of these variables it is necessary a mathematical model that takes in consideration, at least, two-dimensional flow. For the solution of this model, the numerical scheme should possess the ability to handle discontinuities in the flow.

1 INTRODUÇÃO

Esta tese descreve e quantifica a incisão e o alargamento de um sulco, no tempo e no espaço, devido às variações das propriedades físicas do solo e do escoamento, considerando que a taxa de desagregação é causada, principalmente, pelo balanço entre as forças de resistência e de inércia e pelo balanço entre a energia cinética e a energia potencial. A principal contribuição desta tese foi o desenvolvimento de uma equação que leva em consideração, explicitamente, os termos referentes às propriedades físicas do solo.

1.1 ESTADO DA ARTE SOBRE CANAIS INCISIVOS

A incisão é o processo pelo qual a profundidade de um canal qualquer torna-se instável (JACKSON, 1997) pela diminuição progressiva do nível de base local, que ocorre quando a taxa de saída de sedimentos é maior que a taxa de entrada (TINNEY, 1962) ou quando o nível de base é abaixado por uma abrupta quebra no perfil longitudinal do canal (*knickpoint*) (SCHUMM et al., 2001). Esta erosão do leito é denominada de degradação (INTERNATIONAL..., 1978) a qual, por sua vez, causa o alargamento das margens do canal, uma vez que o aumento da altura e do ângulo do talude excedem a tensão de cisalhamento do material das margens, causando sua queda (SIMON e DARBY, 1999).

A alteração morfológica do canal é um problema de caráter mundial que vem sendo intensificado década após década, devido a causas antrópicas, como: o aumento da demanda pelo uso dos recursos naturais, ou a causas naturais, como: alterações climáticas, geológicas ou geomorfológicas, principalmente no que diz respeito a grandes cheias. São exemplos de causas antrópicas, a alteração do uso do solo e do sistema fluvial (construção de barragens, reservatórios; alteração, canalização e união de cursos de rios; retirada de material do fundo dos rios, entre outras).

A ocorrência da incisão leva a um rejuvenescimento da rede de drenagem, resultando na formação de uma hierarquia de canais incisivos, desde canais entricheirados, no vale principal, a canais de ordens menores (onde não havia um canal existente previamente), ou seja, voçorocas a

montante do canal principal e sulcos nas partes mais acidentadas da paisagem (ERSKINE, 1999; SCHUMM et al., 2001). Todos estes tipos de canais incisivos estão integrados em uma rede de drenagem totalmente expandida (SCHUMM et al., 2001).

Analisando a dinâmica de canais incisivos, de um ponto de vista geomorfológico e num tempo geológico, conclui-se que tal processo resulta na expansão da rede de drenagem de uma bacia hidrográfica que expressa seu desequilíbrio com as condições ambientais através de taxas de erosão, transporte e deposição de sedimentos. Se esse desequilíbrio for acentuado (no tempo e no espaço), pelos fatores já citados, provocará taxas maiores que as naturais e, assim, problemas econômicos, sociais e ambientais mais intensos. O desequilíbrio na bacia de drenagem é sentido tanto a montante como a jusante, seja pela degradação (erosão) ou pela aggradação (sedimentação) de sedimentos, respectivamente.

A aggradação ou sedimentação é o acúmulo de sedimentos em zonas de depressões relativas, o que torna a superfície da litosfera mais uniforme. As formas de aggradação dizem respeito às formas de relevo de acumulação; enquanto que as formas de degradação estão ligadas ao desgaste provocado pelos agentes exodinâmicos (GUERRA e GUERRA, 1997).

Especificamente, a degradação de um canal refere-se ao aumento da sua profundidade, resultante de uma taxa de entrada de sedimentos menor que a taxa de saída (TINNEY, 1962) e a aggradação do canal, diz respeito à sedimentação, causada pelo efeito inverso, ou seja, a taxa de entrada de sedimentos é maior que a taxa de saída.

A degradação do canal pode ser localizada ou não. A degradação localizada (*scour*) é um rebaixamento temporário e localizado do nível do fundo (GALAY, 1983) que normalmente ocorre por um período de horas ou dias, durante a subida da hidrógrafa da cheia e é, usualmente, compensada pela deposição, na recessão da cheia (ERSKINE, 1999). Já, o processo de degradação não localizada representa um extensivo e progressivo rebaixamento do nível do fundo, sobre uma longa distância (GALAY, 1983).

Tanto a degradação como a aggradação ocorrem de maneira escalonada no tempo e no espaço, causando a erosão e a deposição de sedimentos em diversos pontos da bacia, dependendo do tipo de canal incisivo formado e da forma da bacia. Cerca de 40% de todo o material erodido pode ficar temporariamente na bacia, sendo que a topografia é o principal fator que causa a deposição (TAKKEN et al., 1999). Os sedimentos derivados do produto de uma incisão podem ser estocados ao longo dos cursos dos rios em barras, na planície de inundação e deltas e, assim, representar

um significativo papel na determinação das características da paisagem (BIGARELLA e MAZOCHOWSKI, 1985a; SIMON e DARBY, 1999), assim como alterar a vegetação ripária.

Como o material depositado apresenta características não coesivas, se a dinâmica erosiva for muito acelerada, não haverá tempo suficiente para o estabelecimento de microrganismos e de uma vegetação que possam dar-lhe maior estabilidade e a alteração do escoamento fará que o fundo do canal seja novamente degradado e suas laterais sejam desestabilizadas com bastante facilidade, iniciando um novo ciclo de degradação-agradação até que uma nova condição de equilíbrio seja restabelecida.

1.1.1 Sistema de transferência de sedimentos

O processo de erosão, transporte e deposição de sedimentos pode ser analisado em diversas escalas, tanto no tempo como no espaço, sendo que em última instância, considerando a deposição definitiva, completa-se o ciclo de transformação das rochas, através do qual se formam as rochas sedimentares.

Desde que a rocha é exposta às condições de pressão e temperatura diferentes das que lhe deram origem, seus constituintes ficam sujeitos às alterações químicas e físicas dos agentes do intemperismo, principalmente a água, até serem transportados e depositados definitivamente. Posteriormente, os sedimentos serão litificados e, através de um novo tectonismo, serão transformados em rochas novamente. Esse é um ciclo que, uma vez iniciado, não cessará até que um novo equilíbrio seja alcançado.

Os materiais alterados que se encontram na superfície do terreno, formando o solo ou as formações superficiais, constituem a estrutura das vertentes e, aí ocorrem num estado de equilíbrio meta-estável. Em condições normais, via de regra, o desgaste da superfície por erosão é compensado pela contínua alteração das rochas, mantendo-se desta forma o perfil do solo (BIGARELLA e MAZOCHOWSKI, 1985b).

Entretanto, quando verifica-se uma ruptura de equilíbrio que favorece os agentes erosivos, sobrevém a erosão que pode ser lenta ou acelerada, podendo assumir aspectos catastróficos (BIGARELLA e MAZOCHOWSKI, 1985b).

Em regiões de climas tropicais como as que ocorrem em parte do Brasil, a precipitação tem um papel crucial no processo erosivo, principalmente se o solo for suscetível à erosão, já que precipitações intensas geram o escoamento superficial, assim como favorecem a saturação do solo

subsuperficial que causará o movimento de massa, que é um processo erosivo rápido e não seletivo.

A intensidade do escoamento superficial depende da sua velocidade e, nas vertentes mais íngremes, a ação da gravidade acentua grandemente o processo (BIGARELLA e MAZOCHOWSKI, 1985b).

A erosão acelerada afeta principalmente as vertentes mais íngremes, as mais arenosas, aquelas despidas de vegetação e os terrenos utilizados na agricultura que apresentam um manejo inadequado (BIGARELLA e MAZOCHOWSKI, 1985b). Esta erosão forma canais de diferentes dimensões que levam a expansão da rede de drenagem e aceleração do processo de degradação do solo.

Os fenômenos erosivos não são devidos somente ao escoamento superficial, o qual desagrega o solo e facilita o transporte das partículas menores. Outra ação verifica-se na subsuperfície, afetando uma massa de material inconsolidado. Este processo erosivo também é considerado rápido e ocorre após chuvas prolongadas, principalmente em terrenos desprotegidos, onde a infiltração das águas é acentuada (BIGARELLA e MAZOCHOWSKI, 1985b).

Um esboço desses aspectos está mostrado na Figura (1.1).

1.1.2 Classificação de canais incisivos

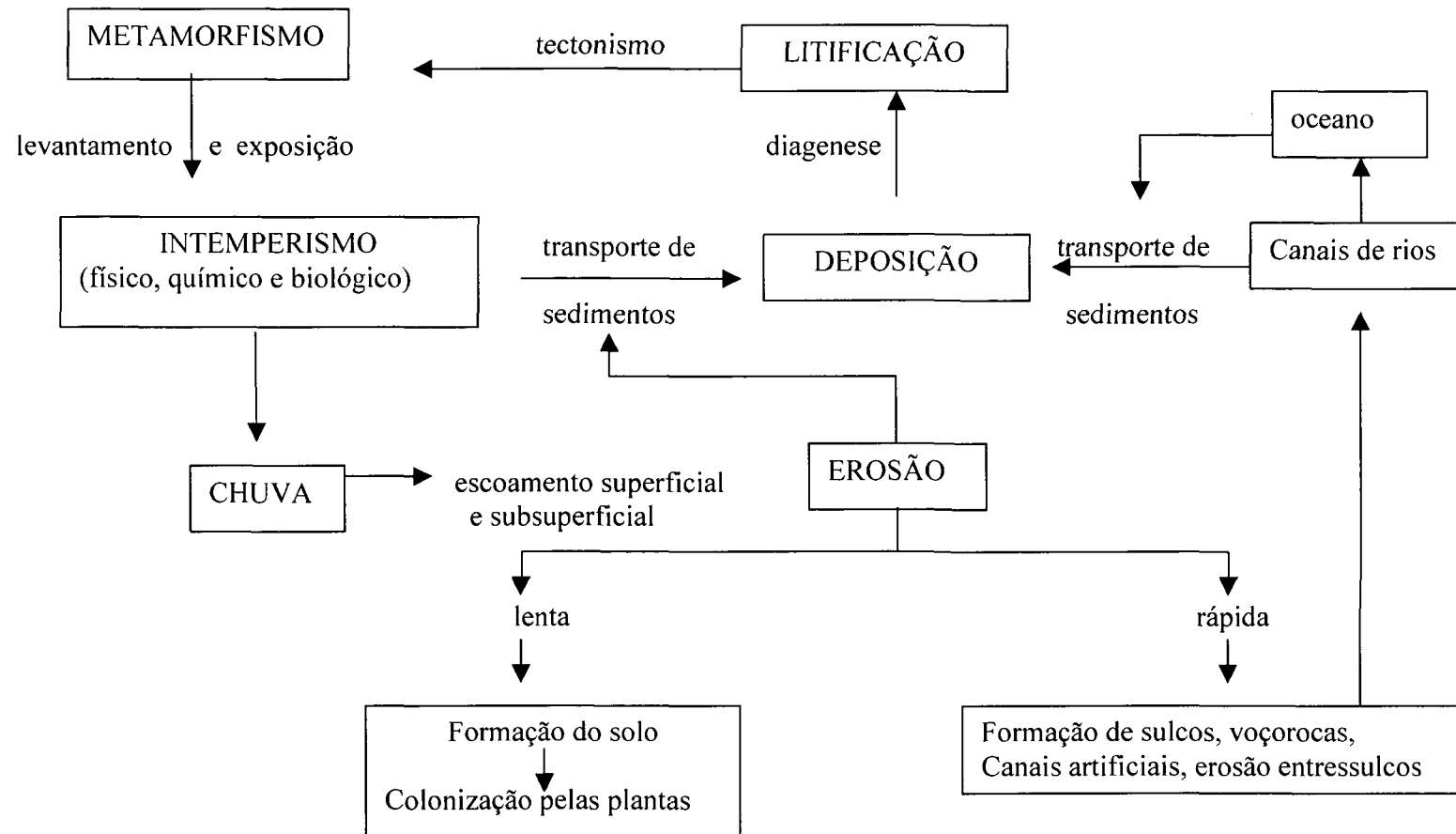
Como se pode ver na Figura (1.2), a formação de sulcos é o estágio erosivo intermediário que ocorre em encostas, sendo que no limite inferior encontra-se a erosão entressulcos e no limite superior, a erosão em voçorocas. Tais processos, mais a erosão em canais, são os responsáveis pela produção total de sedimentos em uma bacia de drenagem.

A erosão entressulcos é difícil de ser percebida, mas sua presença pode ser evidenciada pela formação de pequenos “pedestais” deixados no solo após um evento chuvoso e de partículas do solo desagregadas pelo impacto da gota de chuva no solo exposto.

Como o próprio nome diz, a erosão entressulcos não forma canais e é excluída da classificação de canais incisivos, a qual é composta de 4 tipos baseados no tamanho e localização em que ocorrem (SCHUMM, 1999; SCHUMM et al., 2001):

- sulcos;
- voçorocas;
- canais entrincheirados (*entrenched channels*) efêmeros, intermitentes e perenes; e
- canais incisivos compostos que causam o rejuvenescimento da rede de drenagem.

FIGURA 1.1 - SISTEMA DE TRANSFERÊNCIA DE SEDIMENTOS, COM ÊNFASE NOS PROCESSOS EROSIVOS DE ENCOSTA.



Os sulcos são definidos como os primeiros e menores canais incisivos, formados pela concentração do escoamento superficial (JACKSON, 1997; GUERRA e GUERRA, 1997), durante um evento chuvoso (MEYER et al., 1975; EMMETT, 1978; FOSTER et al., 1984b; GOVINDARAJU et al., 1990), após o selamento do solo (RÖMKENS et al., 1996, 1998), nas áreas mais íngremes da bacia hidrográfica (SCHUMM et al., 2001). Os sulcos são sazonais, variáveis e podem ser destruídos pela aração. Suas dimensões podem variar de 0,5 cm a 20 cm de profundidade (em consequência de uma camada compactada pelos implementos agrícolas que, normalmente, situa-se de 10 a 20 cm de profundidade), de 1 cm a 60 cm de largura (ELLIOT et al., 1989; GOVINDARAJU e KAVVAS, 1992; FRANTI et al., 1996b; LEI et al., 1998) e de poucos centímetros a vários metros de comprimento, conforme as diferenças nas propriedades físicas do solo, energia do escoamento ou declividade (**ver** Figura 1.2).

Entretanto, mesmo com dimensões tão reduzidas, muito pouco do sedimento transportado é depositado no próprio sulco devido à declividade onde tais sulcos ocorrem e, também, pelo tamanho das partículas por eles transportados, já que os sulcos são normalmente responsáveis pela erosão de sedimentos finos, como argila, silte e areia fina, solutos, matéria orgânica, assim como agregados destes materiais, os quais deverão atingir o canal principal muito mais rapidamente que os sedimentos mais grosseiros, que ficarão mais tempo estocados (depositados) na própria bacia. Estes sedimentos mais finos são os responsáveis pela turbidez e eutrofização de rios e represas.

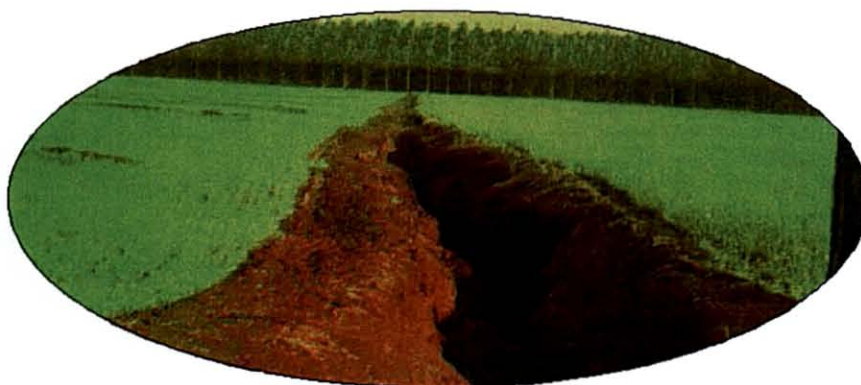
A voçoroca é uma forma instável da paisagem e é parte de uma rede de drenagem em transformação (SCHUMM et al., 2001). É formada onde nenhum canal bem definido existia previamente (SCHUMM et al., 2001), nas reentrâncias da topografia (*hollows*) ou concavidades do terreno (COELHO NETO, 1995), pela ação das águas tanto superficiais como subsuperficiais (BIGARELLA, 1974). Apresenta dimensões bem maiores que os sulcos, normalmente atingindo o horizonte C do solo (o qual se encontra livre dos fatores pedogenéticos e inclui ainda materiais primários) ou mesmo a rocha.

Diz-se que uma voçoroca é pequena quando tem menos que 1 metro de profundidade; média, quando tem de 1 a 5 metros de profundidade e largura; e é grande quando tem mais que 5 metros de profundidade. A literatura brasileira cita voçorocas com 3,5 a 8,0 m de profundidade, 9,0 a 17,0 m de largura e com mais de 650 m de comprimento, até voçorocas com mais de 30 metros de profundidade, 50 metros de largura e 1 km de comprimento (CAVAGUTI et al., 1995; SILVA e CRUZ, 1995).

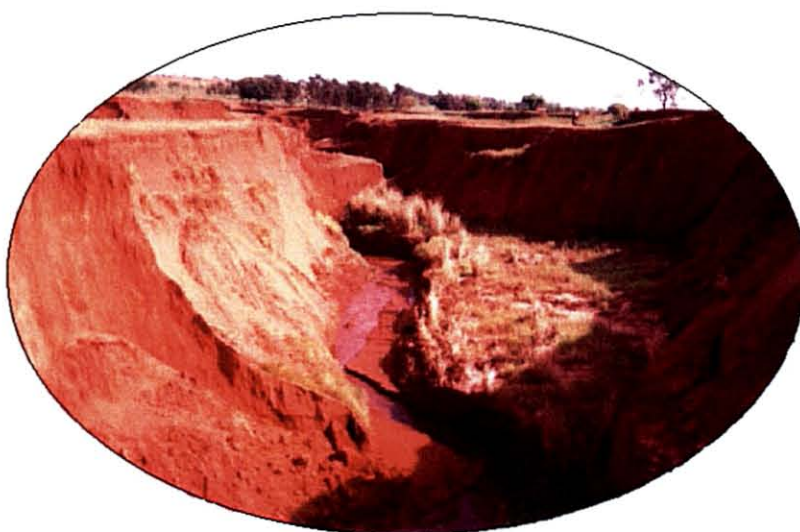
FIGURA 1.2 – REPRESENTAÇÃO DE UMA PAISAGEM CONTENDO ALGUNS CANAIS INCISIVOS.



erosão em sulcos



erosão em voçoroca



erosão no canal principal do rio

Esse tipo de canal incisivo também é chamado de boçoroca ou vossoroca, mas parece que a grafia voçoroca é a mais utilizada (BIGARELLA e MAZUCHOWSKI, 1985b; GUERRA e GUERRA, 1997).

Não existe uma separação definida entre sulcos e voçorocas. Entretanto, de acordo com a literatura, o sulco torna-se uma voçoroca quando atinge 30 cm de profundidade (FOSTER, 1982) ou quando torna-se tão largo que não pode ser atravessado por equipamentos agrícolas (MEYER et al., 1975).

Um canal entrincheirado (*entrenched channel*) é uma trincheira profunda resultante da incisão de um canal natural ou modificado pelo homem, através da canalização (SCHUMM et al., 2001). Tais canais podem ser efêmeros, intermitentes ou perenes, sendo que o último é mais freqüente e pode atingir até 15 m de profundidade (SCHUMM et al., 2001), 100 metros de largura e mais de 100 quilômetros de comprimento. Esta denominação é aplicada para canais profundos e contínuos que se formam em vales aluviais nos Estados Unidos, conhecidos como arroios (ELLIOTT et al., 1999). No Brasil, esta terminologia não é adotada, mas a literatura cita que as incisões erosivas profundas do terreno seguem linhas ou faixas estreitas, determinadas pela estrutura geológica (BIGARELLA e MAZUCHOWSKI, 1985b).

Finalmente, um canal incisivo composto possui trechos de diferentes origens, como sulcos, voçorocas e canais entrincheirados (SCHUMM, 1999).

Em resumo, a principal característica desses canais incisivos é que eles sofreram ou estão sofrendo, em algum ponto do seu desenvolvimento, um rebaixamento de nível em resposta a uma condição de desequilíbrio, que resulta em um canal que tem excessiva capacidade para transportar sedimentos, relativo ao fluxo de sedimentos supridos da parte superior do escoamento (SIMON e DARBY, 1999) ou quando o nível de base é abaixado por uma ruptura de gradiente (SCHUMM et al., 2001). Por outro lado, quando o suprimento de sedimentos for maior que a capacidade de transporte do escoamento, os sedimentos serão depositados, causando a aggradação do canal.

1.1.3 Causas de canais incisivos

As causas que levam um canal a alterar sua dinâmica de erosão, transporte e deposição podem ser separadas em três grandes grupos:

- geológicas e geomorfológicas: as quais ocorrem, normalmente, de maneira muito lenta, fazendo que se tenha uma percepção efetiva do efeito a longo prazo;

- climáticas: traduzidas em mudanças no ciclo hidrológico e na temperatura, as quais têm se acentuado nas últimas décadas;
- antrópicas: que produzem efeitos que são perceptíveis em um espaço de tempo bastante curto, comparadas com as anteriores, como práticas de uso de solo (agricultura, superpastoreio, colheita de madeira) que diminuem a cobertura vegetal e a taxa de infiltração (ELLIOTT et al., 1999); construção de barragens e, que por reterem sedimentos a montante do reservatório, causam, entre outras, a degradação do fundo e o alargamento do canal a jusante (GALAY, 1983).

As mudanças tectônicas ou endógenas fazem com que certa região seja levantada ou basculada, alterando o nível de base dos rios. Já, as mudanças climáticas afetam a hidrodinâmica do sistema fluvial influenciando na descarga líquida ou na carga sedimentar do rio (SUGUIO e BIGARELLA, 1979).

Estudos realizados no Brasil, nos Estados Unidos, no México e na Austrália mostram que durante o Quaternário as redes fluviais sofreram profundas mudanças cíclicas em seus padrões de drenagem (BIGARELLA et al., 1965; ELLIOTT et al., 1999; ERSKINE, 1999). Entretanto, na maioria destes estudos não se pode concluir se foram mecanismos de larga escala, como mudanças climáticas e tectônicas, ou fatores independentes ou intrínsecos, os responsáveis pela agridação ou degradação das redes fluviais.

Para ELLIOTT et al. (1999) as dúvidas são devidas à falta de acurácia nas técnicas usadas para datar as unidades deposicionais, bem como a área de contribuição do canal onde as amostras para a datação foram tiradas.

Com relação às causas antrópicas, tem-se constatado, principalmente nas primeiras décadas do século XX, em muitas partes do mundo, que a troca de uma agricultura tradicional de baixa intensidade, por práticas de uso do solo mais intensivas (PROSSER et al., 1994), assim como a alteração do curso de um canal original por obras de engenharia e remoção da vegetação ripária (SCHUMM et al., 2001), vêm alterando a dinâmica energética das redes de drenagem naturais (ERSKINE, 1999).

Por exemplo, nos séculos XIX e XX, rápidas e catastróficas mudanças foram constatadas por ocupantes de vales no sudoeste americano, quando canais efêmeros começaram a se formar em vales aluviais, criando canais contínuos e profundos conhecidos como arroios (ELLIOTT et al., 1999).

ELLIOTT et al. (1999) cita que esses arroios têm histórias únicas e, provavelmente, uma causa

nem simples ou comum para o seu início. Este início pode ser explicado por variáveis intrínsecas dentro de cada bacia, como enchentes localizadas, desenvolvimento do solo, geologia, estágio de sucessão florestal, gradiente do vale e do fundo do canal. Entretanto, a interpretação da intensidade de chuvas anuais podem indicar que os fatores climáticos são favoráveis para engatilhar os episódios de incisão desses arroios.

Nesse mesmo sentido, no sudeste da Austrália foi constatado que uma extensiva migração a montante do rio Avon vinha ocorrendo desde 1855, assim como suas margens erodiram a uma taxa maior que 3 m ano^{-1} entre 1890 a 1939, fatos explicados por grandes cheias e/ou por construção de barragens (ERSKINE, 1999).

Entretanto, devido ao fato de que práticas de uso do solo não podem ter causado episódios de incisão antes da habitação humana, uma mudança climática parece ser a explicação mais lógica para a incisão de canais, a qual é baseada em uma percebida relação entre mudanças, na frequência da precipitação e intensidade de tempestades, mudanças na cobertura vegetal e resistência do solo à erosão e mudanças na produção e descarga de sedimentos em canais de rios ou fundo de vales, assim como um aumento na ocorrência de enchentes e o *El Nino* (ELLIOTT et al., 1999). A ação humana e de animais provavelmente só muda as taxas com que o canal evolui (SIMON e DARBY, 1999).

De qualquer maneira, essas mudanças, sejam lentas ou rápidas, antrópicas ou naturais, alteram a dinâmica de canais, e todos estes fatores têm em comum a alteração da vazão no canal e do suprimento de sedimentos, que causam sua agradação ou degradação.

1.1.4 Efeitos de canais incisivos

Embora seja difícil analisar, separadamente, os efeitos dos canais incisivos, na própria bacia de drenagem ou fora dela, já que ocorrem em escalas espacial e temporal distintas, lista-se apenas os efeitos negativos que eles causam conjuntamente, sejam de ordem social, econômica ou ambiental. Tais efeitos são bem constatados na literatura (MELTON, 1965; PATTON e SCHUMM, 1975; GALAY, 1983; PALIS et al., 1997; FRANCE, 1997; HUSSEIN, 1998; SCHUMM et al., 2001) e incluem principalmente:

- perda na qualidade da água;
- rápida sedimentação a jusante;
- troca de um substrato do canal, relativamente estável, por uma areia muito móvel;

- maiores picos de cheia;
- maiores velocidades do escoamento causadas pela menor resistência ao fluxo e maiores profundidades do escoamento;
- redução da biodiversidade de macro-invertebrados, répteis, anfíbios e peixes e algumas extinções locais por perda indiscriminada de habitats aquáticos permanentes;
- declínio da produtividade do solo;
- deslocamento de rotas de transporte;
- danos e perdas em estruturas, como pontes e barreiras.

Uma melhor visualização dos efeitos e das causas da incisão estão mostrados na Figura (1.3).

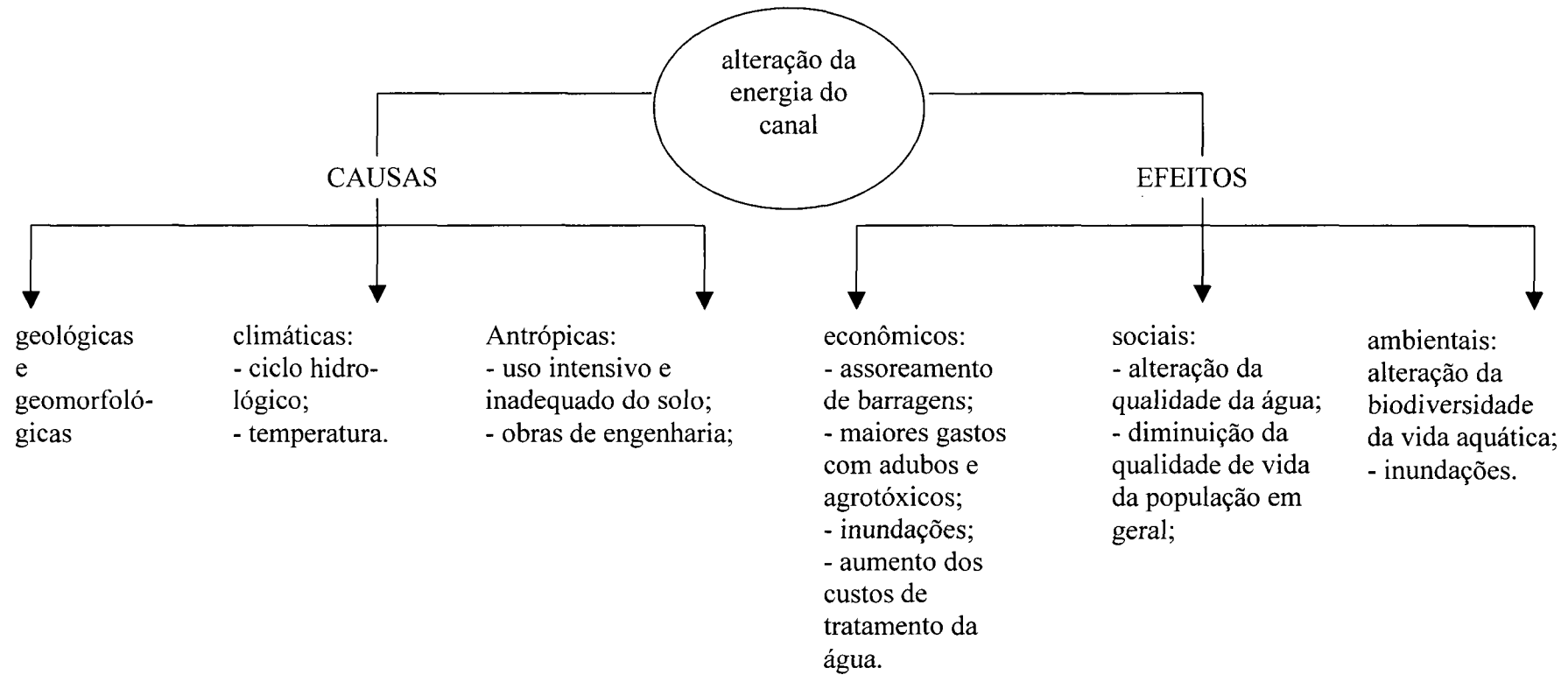
Abordando especificamente o problema da perda de solo na redução da sua capacidade produtiva, sabe-se que muito dessa redução é mascarada pela introdução de novas variedades e tecnologias de produção. Por exemplo, o crescimento potencial das produtividades de milho e feijão foi reduzido em cerca de 4% de 1950 a 1980 como resultado da erosão. Apesar disso, a produtividade aumentou resultante de avanços tecnológicos (CROSSON, 1984).

Naturalmente, a perda de solo representa um dano econômico muito maior do que aquele causado ao agricultor, pois representa uma certa quantidade de sedimentos, nutrientes e poluentes que irão atingir mananciais de abastecimento público, comprometendo a qualidade da água, tanto física como quimicamente, alterando ainda a vida aquática e, também, comprometendo a saúde da população que se abastece desta água (PALIS et al., 1997; FRANCE, 1997; HUSSEIN, 1998). Além do fato de que os custos ambientais e sociais são aumentados pelo assoreamento de rios, barragens ou represas, assim como pela perda da capacidade produtiva dos solos.

Estima-se que a erosão hídrica seja da ordem de 1.094 milhões de ha, o que representa mais de 50% de todos os processos de erosão do solo (OLDEMAN, 1994). No Brasil, este tipo de erosão equivale a uma perda de 600 milhões de toneladas de solo agrícola a cada ano, segundo a Federação da Associação dos Engenheiros Agrônomos do Brasil - FAEAB (BAHIA et al., 1992), sendo que só o Estado de São Paulo apresenta uma perda de 130 milhões de toneladas ano⁻¹, ou seja, 25% desse total (KUNISCHIK, 1996).

Dada a variação das classes de solo, condições climáticas e geológicas, assim como técnicas de manejo ou tipo de cultura agrícola, as taxas de erosão no Brasil são bastante distintas.

FIGURA 1.3 - PRINCIPAIS CAUSAS E EFEITOS DE CANAIS INCISIVOS.



Por exemplo, em Minas Gerais, as taxas variam de $96 \text{ t ha}^{-1} \text{ ano}^{-1}$ a $1.800 \text{ t ha}^{-1} \text{ ano}^{-1}$, dependendo do tipo de solo (ALVARENGA et al., 2003). Já no Estado de Espírito Santo, estima-se uma taxa média de $26 \text{ t ha}^{-1} \text{ ano}^{-1}$, sendo que as taxas de erosão durante chuvas intensas (137 mm) em curtos períodos (1 semana) podem chegar a 1.625 t ha^{-1} (FARIA e MARQUES, 1999). Em Londrina, no Estado do Paraná, nos primeiros 30 dias do plantio de algodão e trigo (preparo convencional) a taxa de perda de solo foi de $9,2 \text{ t ha}^{-1}$ e $2,2 \text{ t ha}^{-1}$, respectivamente, sendo que para o plantio de trigo, o plantio direto diminui esta taxa pela metade (IAPAR, 1979).

Entretanto, essas taxas de erosão são elevadas e estão acima dos padrões estabelecidos pelo Departamento de Agricultura dos Estados Unidos - USDA (*United States Department of Agriculture*), que é de $12 \text{ t ha}^{-1} \text{ ano}^{-1}$.

Obviamente, as taxas de erosão estão relacionadas com o regime de chuvas e, embora seja difícil compartimentalizar estas perdas, há estimativas em várias partes do mundo, que as taxas de perda de solo referentes a voçorocas são da ordem de 17 a $30 \text{ t ha}^{-1} \text{ ano}^{-1}$ e referentes a sulcos, da ordem de $4 \text{ t ha}^{-1} \text{ ano}^{-1}$ (CASALÍ et al., 1999, 2000).

Resultados experimentais também demonstram que a taxa de avanço de uma voçoroca a montante pode variar de $0,14$ a $0,42 \text{ mm s}^{-1}$ a uma vazão de $0,5$ a $2,5 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (ROBINSON e HANSON, 1996), enquanto que a taxa de avanço a montante de um sulco pode variar de $1,5 \text{ mm s}^{-1}$ a $1,9 \text{ mm s}^{-1}$, a taxas de vazão bem menores, ou seja $3,8 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ a $1,22 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (BENNETT et al., 2000). Estes valores comprovam as observações de MEYER et al. (1975) que os estágios de erosão em um sulco são semelhantes aos de voçorocas, porém em escala miniatura e grandemente acelerada no tempo.

Já, os valores referentes às taxas de ajuste da largura por arraste de massa em canais de rios podem variar de $1,5 \text{ m ano}^{-1}$ a 100 m ano^{-1} (SIMON, 1989, 1992) e as taxas de agradiação podem variar de $0,9$ a 30 mm ano^{-1} (ELLIOTT et al., 1999).

Tais resultados mostram a enorme variabilidade, tanto em um mesmo tipo de canal incisivo, como entre tipos diferentes. Isto sugere a necessidade de conhecer os parâmetros controladores desta variabilidade para sua quantificação e, posterior, prognóstico.

1.1.5 Análise qualitativa sobre canais incisivos

Os principais processos envolvidos na incisão de canais foram descritos, aproximadamente, a 3 décadas (BRUSH e WOLMAN, 1960; MOSLEY, 1974; MEYER et al., 1975; ROLOFF, 1978)

e envolvem:

- (a) o rebaixamento do fundo por uma ruptura de gradiente (*knickpoint*);
- (b) o avanço da erosão a montante, através de quedas de água em miniatura (*headcuts*);
- (c) a erosão lateral levando ao alargamento das margens através de quedas ou deslizamentos; e
- (d) o subsequente transporte do material erodido.

A intensidade desses processos depende das propriedades químicas e físicas do solo, das condições hidráulicas do escoamento e da declividade, e são processos comuns tanto em sulcos, voçorocas ou canais de rios.

Vários pesquisadores descreveram, qualitativamente, os principais processos que levam um canal a alterar sua profundidade e migrar a montante, principalmente para sulcos e voçorocas (MOSLEY, 1974; MEYER et al., 1975; PIEST et al., 1975; FOSTER et al., 1976; ROLOFF, 1978; OOSTWOUD WIJDENES et al., 1999; ROBINSON e HANSON, 1995, 1996; ZHENG e TANG, 1997; BRUNTON e BRYAN, 2000; ROBINSON et al., 2000; CASALÍ et al., 2000), sendo que o trabalho pioneiro foi feito para canais de rios (BRUSH e WOLMAN, 1960).

Com relação à queda ou ao deslizamento das margens, sua causa é devida, principalmente:

- ao processo de erosão lateral que aumenta a largura do fundo do canal e a declividade das margens, o que resulta em sua instabilidade (OSMAN e THORNE, 1988);
- a degradação do fundo que aumenta a altura das margens, o que também diminui sua estabilidade (OSMAN e THORNE, 1988);
- a perda da sucção mátrica e coesão aparente (SIMON et al., 1999).

Os eventos de queda das margens de um canal tendem a ser episódicos, frequentemente sendo disparados pelo pior caso de condição de estabilidade associada com a saturação dos constituintes das margens, minimizando a resistência desses materiais e maximizando a altura da margem (THORNE, 1999).

Em margens pobremente drenadas, a rápida retirada de material (*drawdown*) gera uma pressão positiva de água nos poros do solo, reduzindo sua resistência efetiva (THORNE, 1999). Quando o escoamento é concentrado em uma fina camada de areia horizontal em uma margem coesiva diferente, a infiltração pode levar a queda por *piping* (HAGERTY, 1991). Finalmente a remoção da pressão hidrostática confinada devido à redução na elevação da superfície livre do canal também atua para desestabilizar as margens (SIMON et al., 1999).

A queda das margens é comumente documentada durante o período de recessão de uma tem-

pestade, e freqüentemente pode ser representada analiticamente como uma rápida condição de saturação (*rapid drawdown condition*). Em termos de escalas temporais mais amplas, a ocorrência da queda das margens indica a instabilidade de um canal de uma magnitude e extensão espacial não especificadas e pode significar a instabilidade do padrão do canal (SIMON et al., 1999).

1.1.6 Análise quantitativa sobre canais incisivos

Para fazer o prognóstico da evolução espacial e temporal de um canal incisivo, são necessárias várias equações de conservação de massa e quantidade de movimento, assim como equações acessórias. Pode-se dizer que se tem todas estas “ferramentas básicas” para a análise, a qual foi iniciada para canais de rios e, posteriormente, para sulcos e voçorocas. Um resumo da evolução histórico-cronológica da construção dessas equações hidrodinâmicas e sedimentológicas, para canais de rios, é mostrada adiante. Finalmente, são apresentadas algumas das principais tendências para o estudo da incisão e do alargamento de sulcos e voçorocas.

a) Equações hidrodinâmicas e sedimentológicas

Ressaltam-se, primeiramente, que em 1871 foram desenvolvidas as equações da conservação da massa e da quantidade de movimento para um canal uni-dimensional, por Saint-Venant (CHOW et al., 1988). E nesse período, mais precisamente em 1879, foi deduzida a primeira equação para determinar a taxa de transporte de sedimentos por DuBoys, baseada na tensão de cisalhamento.

Em 1925, Exner desenvolveu vários modelos matemáticos para estimar a taxa de incisão (GRAF, 1984; YANG, 1996), sendo que a equação mais usada para estimar a taxa de incisão, utiliza uma equação de transporte de sedimentos.

Além da fórmula de DuBoys, muitas outras foram desenvolvidas para estimar a taxa de transporte de sedimentos em canais de rios. Dentre essas, destaca-se a fórmula proposta por O'BRIEN e RINDLAUB (1934), a qual descreve o processo de transporte de sedimentos por uma função potencial.

Além da teoria baseada na tensão de cisalhamento, muitas outras teorias foram apresentadas, relacionando uma variável do escoamento (vazão, velocidade, dissipação de energia) com o transporte de sedimento, em relação aos conceitos energéticos, probabilísticos ou empíricos. Entretanto, foi BAGNOLD (1966), que com base em princípios de energia, o primeiro pesquisador

que utilizou duas variáveis do escoamento, numa mesma equação, para determinar o transporte de sedimentos, a saber: a tensão de cisalhamento e a velocidade.

Conforme foi mencionado, a análise quantitativa de canais incisivos parece ter iniciado em canais de rios. Mas, de qualquer forma, levou-se cerca de 50 anos para descrever as equações de Saint-Venant juntamente com a equação de Exner, seja considerando as equações de Saint-Venant como permanentes (TINNEY, 1962; LEE e HWANG, 1994; PAOLA e SEAL, 1995) ou, mais apropriadamente, considerando o escoamento como não permanente (AZIZ e PRASAD, 1985; JAIN e PARK, 1989; BHALLAMUDI e CHAUDHRY, 1991).

Um fator que pode ter sido limitante para o acoplamento dessas equações foi que o desenvolvimento e popularização dos métodos numéricos e do computador só ocorreu a partir da segunda metade do século XX.

Com tais equações deduzidas, pôde-se avançar muito no entendimento do processo erosivo e da quantificação da vazão sólida. Porém, ainda faltavam equações para determinar o aumento da largura do canal e, conseqüentemente, o deslizamento ou queda das margens do canal, o que ainda é um problema que vem sendo recentemente estudado, principalmente, para canais de rios e voçorocas (OSMAN e THORNE, 1988; THORNE e OSMAN, 1988; DARBY e THORNE, 1996a,b). Para sulcos, este processo ainda não foi descrito, matematicamente.

b) Histórico e tendências para o estudo da incisão e do alargamento em sulcos e voçorocas

Das teorias desenvolvidas para estimar a taxa de transporte de sedimentos em canais de rios surgiu, muitos anos mais tarde, a possibilidade da estimativa da taxa de desagregação das partículas do solo em sulcos, baseada na tensão de cisalhamento (MEYER¹, citado por ZHU et al., 2001, p. 204) ou em princípios de energia (ROSE², citado por SHAINBERG et al., 1994, p. 1009).

A partir de 1964, muitos autores passaram a determinar a taxa de desagregação das partículas de solo através dessas equações, apesar de seu grande empirismo (MEYER e WISCHMEIER, 1969; FOSTER e MEYER, 1972b; FOSTER et al., 1981, 1984a,b; HIRSCHI e BARFIELD, 1988; NEARING et al., 1989; HUANG e BRADFORD, 1993; LAGUNA e GIRÁLDEZ, 1993; ELLIOT

¹MEYER, L. D. *Mechanics of soil erosion by rainfall and runoff as influenced by slope length, slope steepness, and particle size*. Ph.D. Dissertation. Purdue University, west Lafayette, IN, 1964

²ROSE, C. W. Developments in erosion and deposition models. *Advances in Soil Science*, v. 2, p. 1-63

e LAFLEN, 1993; HUANG e BRADFORD, 1993; LEWIS et al., 1994; ZHANG e HAAN, 1996; FRANTI et al., 1996b; KUZNETSOV et al., 1998; BJORNEBERG et al., 1999). Mais recentemente, nas últimas décadas do século XX, houve um grande avanço na representação matemática dos processos que descrevem o avanço de voçorocas ou sulcos a montante (STEIN et al., 1992; TEMPLE, 1992; ROBINSON, 1992; STEIN e JULIEN, 1993; ROBINSON e HANSON, 1994, 1995, 1996; ZHENG e TANG, 1997; SIDORCHUK, 1999; OOSTWOUD WIJDENES et al., 1999; ROBINSON et al., 2000), assim como do selamento no desenvolvimento de sulcos (RÖMKENS et al., 1996, 1998; ZHENG e TANG, 1997). Apesar disto, esses processos ainda não foram acoplados às equações completas de balanço de massa.

Para sulcos e voçorocas, a equação (de Exner) para determinar a taxa de incisão sofreu algumas alterações e é acoplada, por alguns autores, com a determinação da velocidade e altura do escoamento pelas equações de Saint-Venant (FOSTER, 1982; FRANTI et al., 1996a; LEI et al., 1998) e sem a referida determinação (FOSTER, 1982; LEWIS et al., 1994; SIDORCHUK, 1999). Já, a taxa de alargamento das margens é um assunto bem menos explorado, tanto para sulcos (FOSTER, 1982; LEWIS et al., 1994; LEI et al., 1998) como para voçorocas (SIDORCHUK, 1999).

Todos os processos envolvidos na incisão e no alargamento de canais, descritos na seção (1.1.5), dependem de um melhor entendimento, tanto das condições hidráulicas, como das propriedades responsáveis pela resistência do solo à desagregação. Embora a taxa de desagregação seja determinada, na maioria dos trabalhos, por equações bastante empíricas, onde não se pode separar o efeito das propriedades hidráulicas das propriedades do solo, alguns autores propuseram outras teorias, menos empíricas, relacionadas com os padrões do escoamento ou com a resistência do solo (NEARING, 1991; SIDORCHUK, 1999).

NEARING (1991) desenvolveu uma equação baseada em uma função probabilística, onde a turbulência seria a causa da desagregação das partículas do solo. O autor baseou-se no fato de que medições da resistência do solo eram da ordem de 1.000 vezes maiores que a tensão de cisalhamento. Entretanto, mais tarde, NEARING e PARKER (1994) mediram a taxa de desagregação do solo em escoamento laminar e turbulento e constataram que mesmo na ausência de flutuações turbulentas a desagregação não era negligenciável.

Concomitante a isso, outros autores mostravam que na interface solo-água a resistência do solo era diminuída e não podia ser explicada pelos métodos tradicionais (SHAINBERG et al., 1994; ZHANG et al., 2001). Estes estudos abriram a perspectiva para a importância dos processos

físico-químicos na interface solo-água, os quais são estudados por pesquisadores de várias áreas (SHAINBERG et al., 1994; PICCOLO, 1996; BRADFORD e BLANCHARD, 1999; AL-SHAYEA, 2001; NÈGRE et al., 2002), assim como para a importância de explicitar melhor o efeito das propriedades físicas do solo na desagregação do que, simplesmente, englobar este efeito em um coeficiente de ajuste.

Outro aspecto bastante discutido é a determinação do início do movimento das partículas. Normalmente, utiliza-se o conceito da tensão de cisalhamento crítica, a qual é determinada pelo ajuste da equação de regressão entre a taxa de desagregação e a tensão de cisalhamento. A desvantagem desta maneira de determinar o início do movimento das partículas é que, muitas vezes, obtêm-se valores negativos para a tensão de cisalhamento crítica ou não se tem dados experimentais próximos à taxa de desagregação nula.

Neste sentido, destaca-se a equação para estimar o fluxo das partículas do solo utilizada por SIDORCHUK (1999), onde a tensão de cisalhamento crítica e o coeficiente de ajuste são determinados de uma maneira menos empírica, levando-se em conta a determinação das propriedades físicas do solo.

A partir do momento que se entender melhor os mecanismos que governam o processo de desagregação, tanto hidráulicos como relacionados com a resistência do solo, a representação matemática e o prognóstico dos processos de incisão e de alargamento de canais serão mais precisos. Caso contrário, fica-se com a limitação de ter-se apenas a determinação da taxa de desagregação.

Nota-se que o processo de erosão é um assunto em aberto, tanto em relação às teorias para explicar o movimento das partículas como em relação à representação matemática de todos os processos envolvidos. Destaca-se, por exemplo, a representação matemática do alargamento de sulcos com o tempo, a qual foi descrita primeiramente por FOSTER (1982) e mais recentemente por LEI et al. (1998).

A representação proposta por FOSTER (1982) tem como desvantagem o fato de ser descrita de uma maneira bastante empírica, já que utiliza a equação básica proposta por MEYER³ (citado por ZHU et al., 2001, p. 204). Já, a representação proposta por LEI et al. (1998) é pouco flexível, restringindo o alargamento à deposição das partículas do solo. Neste modelo, o processo de desagregação é descrito pela equação proposta por NEARING (1991).

³MEYER, L. D. *Mechanics of soil erosion by rainfall and runoff as influenced by slope length, slope steepness, and particle size*. Ph.D. Dissertation. Purdue University, west Lafayette, IN, 1964

Pelo fato de acreditarmos que na interface solo-água a resistência do solo é diminuída, principalmente, se o solo estiver saturado, e de que o processo de erosão não depende totalmente das propriedades hidráulicas do escoamento, mas, principalmente, da energia disponível para a desagregação e das propriedades físicas do solo responsáveis pela coesão verdadeira do solo, bem como o desejo de entender melhor o processo erosivo, foram as motivações que nos levaram a escrever esta tese, cujos objetivos são descritos a seguir.

1.2 OBJETIVOS

O objetivo geral, desta tese, é desenvolver um modelo numérico, baseado em equações de balanço de massa e quantidade de movimento, com o qual seja possível simular o processo de incisão e alargamento de um sulco, tanto no tempo quanto no espaço, determinando a taxa de desagregação das partículas do solo através de uma equação baseada no equilíbrio de forças, separando os processos de resistência do solo, dos processos hidráulicos.

Os objetivos específicos são os seguintes:

- determinar a taxa de desagregação, através de uma equação baseada no equilíbrio das forças que atuam sobre a partícula;
- desenvolver uma equação de balanço de massa, para determinar a taxa de alargamento do sulco;
- solucionar o processo de incisão e alargamento por equações de balanço de massa e quantidade de movimento, considerando escoamento subcrítico, tanto em regime permanente como não permanente;
- fazer simulações, para prever a resposta de sensibilidade do sulco (profundidade e largura) às mudanças dos parâmetros hidráulicos e do solo.

As hipóteses formuladas para a dedução das equações contidas nos dois primeiros objetivos, juntamente com a dedução dessas equações, estão no Capítulo 5.

2 PROPRIEDADES FUNDAMENTAIS DAS PARTÍCULAS SÓLIDAS E DO ESCOAMENTO

Neste capítulo são apresentadas as principais propriedades que caracterizam as partículas sólidas e o escoamento. É necessário que essas propriedades sejam descritas apropriadamente para uma representação matemática adequada dos mecanismos de erosão e transporte, assim como para se entender as limitações e simplificações que se fizerem necessárias.

2.1 PROPRIEDADES DAS PARTÍCULAS SÓLIDAS

As partículas do solo são compostas por uma mistura de partículas primárias como silte, argila, areia e conglomerados destas partículas primárias (agregados), os quais apresentam tamanho, forma, densidade e velocidades de transporte e deposição diferentes.

2.1.1 Tamanho

O tamanho da partícula é uma propriedade básica, não só por ser a mais facilmente medida (diretamente, por peneiramento ou por métodos físicos de decantação), mas também porque outras propriedades como forma, densidade e gravidade específica tendem a variar com o tamanho (SIMONS e SENTÜRK, 1992).

A denominação e os limites dos tamanhos das principais partículas individuais estabelecidos pelas escalas granulométricas de Wentworth e Atterberg (PENTEADO, 1974; LEINZ e AMARAL, 1995) estão indicados na Tabela (2.1). Além dessas escalas, existem outras, mais detalhadas (LANE, 1947).

A distribuição granulométrica das partículas no escoamento é em geral herdada da rocha matriz, porém é um produto da desintegração (HUMPHREY, 1990; SUGUIO, 1994) ou abrasão durante o transporte (STERNBERG¹, citado por PAOLA e SEAL, 1995, p. 1395) e depende da

¹STERNBERG, H. Untersuchungen über Längen und Querprofil geschiebeführende Flüsse, *Z. Bauwesen*, v. 25, p. 483-506, 1875.

competência do agente de transporte (POPP, 1998).

A competência do escoamento pode ser definida como uma medida da habilidade de transporte do canal, usualmente estimada pelas partículas de maior tamanho sobre um dado grupo de condições hidráulicas (BAKER e RITTER, 1975), sendo que a tensão de cisalhamento crítica do fundo, devida ao escoamento, mede esta competência (STATHAM, 1979). Entretanto, essa medida de competência é bastante empírica e em muitas instâncias superestima a tensão do escoamento e a velocidade responsável para o transporte de partículas grandes (KOMAR, 1987).

TABELA 2.1 - PRINCIPAIS TAMANHOS DE PARTÍCULAS INDIVIDUAIS.

| Tipo de partícula | Classe granulométrica (mm) | |
|-------------------------|----------------------------|--------------|
| | Wentworth | Atterberg |
| matacão | > 256 | > 200 |
| cascalho grosso (seixo) | 64 – 256 | 20 – 200 |
| cascalho fino (seixo) | 4 – 64 | 2 – 20 |
| agregados | > 2 – 4 | > 0 – 2 |
| areia grossa | 1/4 – 2 | 0,2 – 2 |
| areia fina | 1/16 – 1/4 | 0,02 – 0,2 |
| silte | 1/16 – 1/256 | 0,002 – 0,02 |
| argila | < 1/256 | < 0,002 |

Apesar disso, sabe-se que as partículas raramente são transportadas individualmente, pelo contrário, são transportadas na forma de agregados, tanto em canais de rios (MOLDENHAUER e KOSWARA, 1968) como em sulcos (SLATTERY e BURT, 1997; BEUSELINCK et al., 2000; MARTINÉZ-MENA et al., 2002).

Em canais de rios as partículas são transportadas na forma de agregados com grandes diâmetros (0,5 a 30,0 mm), mas com massa específica menor que as partículas primárias (MOLDENHAUER e KOSWARA, 1968). Já em sulcos a variação do tamanho de agregados é menor e pode indicar a percentagem da fração primária envolvida (SLATTERY e BURT, 1997), assim como a intensidade da precipitação ou do escoamento, a qual leva a diferenças na estabilidade e densidade relativa desses agregados (GABRIELS e MOLDENHAUER, 1978; TRUMAN et al., 1990; BRYAN, 2000; MARTINÉZ-MENA et al., 2002).

MARTINÉZ-MENA et al. (2002) estudaram as relações entre o processo de erosão entressulcos e a distribuição do tamanho das partículas, em solos de textura arenosa, em uma área semi-árida, na Espanha. Para todas as intensidades de precipitação testadas (30 a 51 mm h⁻¹), o tamanho médio da partícula estava dentro da classe granulométrica areia fina, sendo que com o aumento da intensidade da precipitação as frações de agregados maiores foram quebradas e as partículas foram transportadas até como partículas primárias, em alguns casos.

Especificamente com relação à suspensão das partículas em sulcos, SLATTERY e BURT (1997), constataram em experimentos instalados em campo que muito do sedimento suspenso inclui uma substancial proporção de agregados e que a vazão influenciou a distribuição do tamanho das partículas. A proporção do material mais fino (isto é, argila e silte) aumentou com o aumento da vazão, ao mesmo tempo que a proporção de partículas do tamanho de areia diminuiu.

Entretanto, esses resultados são contrários ao tradicional pressuposto de que o aumento da intensidade do escoamento facilita o transporte de partículas maiores e que uma relação positiva existe entre a vazão e a magnitude da fração mais grosseira (CLOWES e COMFORT, 1976).

Uma das razões para explicar esses resultados contraditórios é que a carga suspensa é afetada não só pelas condições hidráulicas dentro do canal, mas também pela massa específica do material que está sendo transportado.

2.1.2 Forma

A forma da partícula refere-se a sua configuração, indiferentemente do seu tamanho ou composição (YANG, 1996) e depende de sua composição mineralógica (SIMONS e SENTÜRK, 1992). Ela influencia a sua velocidade no escoamento, sua velocidade de queda, enfim seu transporte de uma maneira geral. Depende inicialmente da rocha que lhe deu origem e do processo de intemperismo. Subseqüentemente, entretanto, é modificada pelos mecanismos de compressão, fragmentação e intemperismo químico (GARDE e RANGA RAJU, 1985).

Distinguem-se três formas principais (CAPUTO, 1969):

- partículas arredondadas ou mais exatamente, com forma poliédrica. São as que predominam nas frações mais grosseiras, como cascalhos, matações, assim como nas frações areia e silte;
- partículas lamelares, isto é, semelhantes a lamelas ou escamas. São as que se encontram nas argilas;
- partículas fibrilares, característica dos solos turfosos.

Para facilitar a representação das diversas formas que uma partícula pode ter ao longo do processo de transporte, vários parâmetros foram introduzidos para sua representação, sendo que os mais utilizados são a esfericidade, a rugosidade e o fator de forma, os quais são baseados no volume, na área projetada e na relação entre altura, largura e comprimento (STATHAM, 1979; GARDE e RANGA RAJU, 1985).

2.1.3 Massa específica da partícula ou densidade real do solo

A massa específica da partícula de um sólido ou de um fluido - ρ_p - é uma propriedade escalar determinada pela razão entre a sua massa e o volume de sólidos:

$$\rho_p = \frac{m_p}{V_s} \quad (\text{Mg m}^{-3} \text{ ou } \text{kg m}^{-3} \text{ ou } \text{lb ft}^{-3}) \quad (2.1)$$

onde m_p é a massa da partícula de solo seca de 378 K a 383 K e V_s é o volume de sólidos, ou seja, para esse cálculo despreza-se o volume da água e do ar.

A massa específica de uma partícula (ρ_p) depende de sua composição mineral (SIMONS e SENTÜRK, 1992; YANG, 1996) e é uma das propriedades básicas para a caracterização das partículas no processo de transporte. É determinada em laboratório pela medida do volume de líquido (água ou álcool etílico) deslocado por uma massa conhecida de partículas sólidas (EMBRAPA, 1997). Em casos onde não se tenha a massa específica de um solo em particular, pode-se usar um valor aproximado, em torno de 2.650 kg m^{-3} (PREVEDELLO, 1996; YANG, 1996).

2.1.4 Massa específica do solo seco ou densidade aparente do solo

A massa específica do solo seco (*soil bulk density*) - ρ_s - é uma propriedade escalar determinada pela razão entre a sua massa e o volume total:

$$\begin{aligned} \rho_s &= \frac{m_p}{V_t}, \\ &= \frac{\rho_p V_s}{V_t}, \quad (\text{Mg m}^{-3} \text{ ou } \text{kg m}^{-3} \text{ ou } \text{lb ft}^{-3}) \end{aligned} \quad (2.2)$$

onde V_t é o volume total (= volume do ar + volume da água + volume de sólidos).

A massa específica do solo é determinada através de amostras não deformadas obtidas em anéis volumétricos ou através do método do torrão parafinado (EMBRAPA, 1997).

2.1.5 Peso específico

O peso específico de um sólido (γ_p ou γ_s) ou de um fluido (γ_a) é uma propriedade vetorial que representa a força exercida pela gravidade em uma unidade de volume do fluido (YANG, 1996). O peso específico de uma partícula de solo pode ser representado como:

$$\gamma_p = \rho_p g. \quad (\text{N m}^{-3} \text{ ou dina cm}^{-3}). \quad (2.3)$$

Similarmente, o peso específico pode ser dado em função da massa específica do solo:

$$\gamma_s = \rho_s g. \quad (\text{N m}^{-3} \text{ ou dina cm}^{-3}). \quad (2.4)$$

2.1.6 Densidade relativa ou gravidade específica

A densidade relativa de um sólido ou de um fluido δ (adimensional) é a razão entre o peso específico da parte sólida e o peso específico de igual volume de água pura a 4° C ou 39,2° F (YANG, 1996):

$$\delta = \frac{\gamma_p}{\gamma_a}. \quad (2.5)$$

Considerando que a massa específica da partícula é 2.650 kg m⁻³ e a massa específica da água pura a 4°C é igual a 1.000 kg m⁻³, tem-se que a densidade relativa média da partícula de sedimento é 2,65.

2.1.7 Porosidade total

A porosidade do solo é a razão entre o volume de vazios e o volume total de uma amostra de solo (CAPUTO, 1969):

$$\begin{aligned} p &= \frac{V_v}{V_t} \\ &= \frac{V_t - V_s}{V_t} \\ &= 1 - \frac{V_s}{V_t} \\ &= 1 - \frac{\rho_s}{\rho_p}, \quad (\text{m}^3 \text{ m}^{-3}) \end{aligned} \quad (2.6)$$

onde o volume de vazios V_v é a soma do volume da água mais o volume do ar.

Os solos diferem muito em porosidade, por exemplo, em solos arenosos a porosidade pode variar de 0,35 a 0,50 $\text{m}^3 \text{m}^{-3}$ e, em solos argilosos, ela pode variar de 0,4 a 0,65 $\text{m}^3 \text{m}^{-3}$ (PREVEDELLO, 1996). A porosidade também é expressa em percentagem, ou seja, basta multiplicar a equação (2.6) por 100, ficando, dessa maneira, representada pelo símbolo $p\%$.

2.2 CLASSIFICAÇÃO DO ESCOAMENTO E SUAS PRINCIPAIS PROPRIEDADES HIDRÁULICAS

O escoamento em canais abertos ou com superfície livre refere-se, usualmente, ao escoamento de um líquido quando parte do contorno do escoamento, chamada de superfície livre, está em contato com a atmosfera (SHAMES, 1976; ROBERSON et al., 1997). É definido como um escoamento superficial livre, gradualmente variado, não estacionário e não uniforme, governado pelas leis de conservação de massa e momento (CHOW, 1959).

Esse tipo de escoamento pode ser profundo ou raso. Normalmente, um escoamento em rios é denominado de profundo, e é denominado de raso ou superficial (*overland flow* ou *surface runoff*), quando ocorre sobre o solo superficial. O escoamento que ocorre em sulcos é um exemplo de um escoamento superficial.

2.2.1 Classificação do escoamento em canais abertos

O escoamento em uma superfície livre pode ser classificado de diversos modos. A seguinte classificação considera a mudança da velocidade com respeito ao tempo e ao espaço (SIMONS e SENTÜRK, 1992).

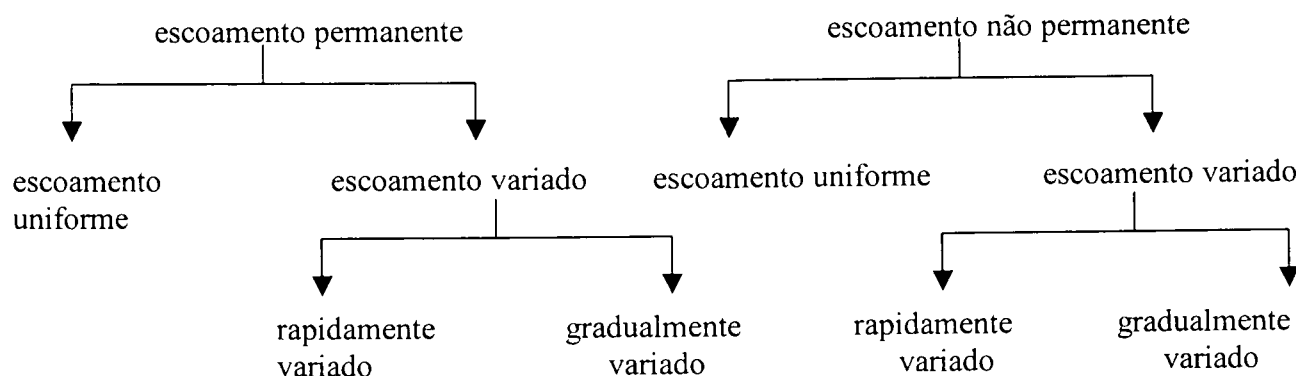
a) Tempo como critério de classificação

Considerando o tempo como critério de classificação, o escoamento pode ser permanente ou não permanente. Será permanente se a velocidade ou outra característica do escoamento em um ponto não variar, em magnitude ou direção, com o tempo, ou seja, $\partial v / \partial t = 0$ e, será não permanente, quando a velocidade variar com o tempo (CHAUDHRY, 1993).

b) Espaço como critério de classificação

Em relação ao espaço, o escoamento pode ser uniforme e variado. É uniforme quando a velo-

FIGURA 2.1 - CLASSIFICAÇÃO DO ESCOAMENTO EM RELAÇÃO AO TEMPO E AO ESPAÇO.



cidade e a direção permanecem inalteradas, em magnitude e direção, de uma seção à outra. Para que isso ocorra, não devem haver mudanças no tamanho, forma e direção do canal. Por outro lado, é denominado de escoamento variado quando, num dado instante qualquer do tempo, a velocidade variar com a localização ao longo de um canal, ou seja, $\partial v / \partial x \neq 0$. Essa variação pode ser abrupta (rapidamente variável) ou gradual (SIMONS e SENTÜRK, 1992).

Um resumo dessa classificação pode ser visto na Figura (2.1).

2.2.2 Escoamento crítico, subcrítico e supercrítico

Um escoamento em um canal é dito crítico se a velocidade média na seção do canal (v) for igual a \sqrt{gh} , onde h é a profundidade média do canal e g é a aceleração da gravidade, sendo que \sqrt{gh} é a velocidade com que uma onda longa de pequena amplitude propaga-se num canal sem correntes e com profundidade (h) constante. O escoamento é supercrítico quando a velocidade do escoamento exceder a velocidade com que a água é capaz de transmitir “informações” de um local para outro do canal (por meio de ondas) e, portanto, não pode ser afetado por perturbações localizadas a jusante do ponto considerado. Já um escoamento subcrítico possui uma corrente lenta o suficiente para que perturbações induzidas num determinado ponto sejam transmitidas, tanto para montante quanto para jusante do canal (MELO FILHO, 1998). Dessa maneira, se $v > \sqrt{gh}$ o escoamento é chamado de supercrítico e se $v < \sqrt{gh}$, subcrítico (HENDERSON, 1966; CHAUDHRY, 1993).

Um parâmetro hidráulico que é bastante utilizado para determinar se o escoamento é crítico, sub ou supercrítico é o número de Froude (Fr), o qual é definido como a razão entre a velocidade

do escoamento e a velocidade infinitesimal de uma onda de gravidade (KUNDU, 1990):

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gh}}. \quad (2.7)$$

Com base no número de Froude pode-se classificar a velocidade do escoamento como subcrítica (tranquila), crítica e supercrítica (rápida). No escoamento subcrítico, a gravidade tem um grande efeito, assim como a velocidade é baixa. Nesse caso, a força de inércia é menor que a força da gravidade, logo Fr será menor que 1. No escoamento crítico, Fr é igual a 1 e no escoamento supercrítico, Fr é maior que 1.

A magnitude relativa das forças viscosas e inerciais determinará ainda, se o escoamento será laminar ou turbulento, ou seja, se a força viscosa dominar, o escoamento será laminar, caso contrário, turbulento.

Um escoamento é laminar quando suas partículas movem-se em caminhos uniformes e o escoamento parece ser como o movimento de finas camadas que deslizam umas sobre as outras, sem que haja mistura de material. Já em escoamento turbulento as partículas movem-se por caminhos irregulares que não são fixos, com respeito ao tempo ou ao espaço (CHAUDHRY, 1993; SUGUIO, 1994). Obviamente, o escoamento pode ocupar uma situação intermediária entre laminar e turbulento, sendo denominado, neste caso, de escoamento transicional.

O parâmetro hidráulico que permite que a classificação do escoamento em laminar, transicional ou turbulento é um coeficiente adimensional, o número de Reynolds (Re), que representa a relação entre a força de inércia e a força viscosa (KUNDU, 1990):

$$Re = \frac{vh\rho_a}{\mu}, \quad (2.8)$$

onde v é a velocidade média do escoamento (m s^{-1}); h é a profundidade do escoamento (m); ρ_a é a massa específica da água e μ é a viscosidade dinâmica ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$). A relação entre a viscosidade dinâmica e a massa específica da água (μ/ρ_a) constitui uma propriedade do fluido denominada de viscosidade cinemática, ν .

Com base no número de Reynolds pode-se classificar o escoamento como laminar, quando o valor de Re for menor que 500, de transição quando Re estiver entre 500 e 2.000 e como turbulento, se Re for maior que 2.000 (CHOW, 1959). Entretanto, esses valores são estimativas e estão longe de seres gerais. Por exemplo, BUNTE e POESEN (1993) mostram que em superfícies rugosas, a turbulência localizada é presente e ativa mesmo em valores de Re em torno de 250. NEARING

et al. (1997) acreditam que, em condições de rugosidade elevada, a transição do escoamento laminar para turbulento se dê entre 200 e 300 Re .

Apesar dessas limitações, de acordo com as variações do número de Reynolds e do número de Froude, pode-se identificar quatro regimes escoamento: subcrítico e laminar ($Fr < 1$ e Re laminar); subcrítico e turbulento ($Fr < 1$ e Re turbulento); supercrítico e laminar ($Fr > 1$ e Re laminar) e supercrítico e turbulento ($Fr > 1$ e Re turbulento) (SIMONS e SENTÜRK, 1992).

O escoamento superficial em sulcos pode ocorrer dentro dos quatro regimes citados, dependendo da velocidade e declividade do canal (SAVAT, 1977, 1979; OOSTWOUD WIJDENES e ERGENZINGER, 1998).

2.2.3 Equações de resistência

Nos escoamentos em canais abertos, a componente do peso da água causa aceleração do escoamento (e causa desaceleração se a declividade do fundo for negativa), enquanto a tensão de cisalhamento no fundo e nas margens do canal oferece resistência ao escoamento. Por exemplo, se a força de resistência for maior que a componente do peso na direção do escoamento, então a velocidade do escoamento desacelera e, para satisfazer a equação da continuidade, a profundidade do escoamento aumenta. O inverso é verdadeiro, se a componente do peso for maior que a força de resistência (CHAUDHRY, 1993).

As principais fórmulas de resistência usadas são as equações de Chézy, de Manning e o fator de atrito de Darcy-Weisbach.

A equação de Chézy foi obtida por um engenheiro francês de mesmo nome, em 1768 (HENDERSON, 1966):

$$v = C\sqrt{R_h S_f}, \quad (2.9)$$

onde R_h é o raio hidráulico (m); S_f é a declividade da linha de energia ($m\ m^{-1}$); C é o coeficiente de Chézy igual a $\sqrt{8g/f}$ ($m^{1/2}\ s^{-1}$), onde f é o fator de atrito de Darcy-Weisbach e g , a aceleração da gravidade ($m\ s^{-2}$).

Em 1869, Ganguillet e Kutter publicaram uma fórmula complicada para C , que atingiu considerável popularidade; entretanto, Gauckler em 1868 e Hagen em 1881 chegaram, independentemente, à conclusão de que os dados de Ganguillet e Kutter foram ajustados por uma simples

fórmula, em que C varia com a raiz sexta do Número de Reynolds. Em 1891, Flamant atribuiu, erroneamente, essa conclusão a R. Manning, e expressou-a na forma (HENDERSON, 1966):

$$C = \frac{R_h^{1/6}}{n}, \quad (2.10)$$

onde n é o coeficiente de resistência ($s \, m^{-1/3}$), chamado de n de Manning o qual tem diferentes valores para diferentes tipos de rugosidade.

Substituindo o coeficiente de Chézy (C) dado pela equação (2.10) na equação (2.9), tem-se:

$$v = \frac{1}{n} R_h^{2/3} S_f^{1/2}. \quad (2.11)$$

Utilizando a definição de velocidade de atrito (u_*):

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_a}} = \sqrt{g R_h S_f} \quad (2.12)$$

e substituindo-a na equação (2.9), obtém-se:

$$\begin{aligned} v &= C \sqrt{R_h S_f}, \\ v &= C \frac{u_*}{\sqrt{g}}, \\ \frac{v}{u_*} &= \frac{C}{\sqrt{g}} = \sqrt{\frac{8}{f}}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Da razão v/u_* pode-se descrever a distribuição logarítmica da velocidade do escoamento em função de uma elevação (z) por (YALIN, 1977):

$$\frac{v}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_s} + B_s, \quad (2.14)$$

onde κ é a constante universal de von Karman ($\approx 0,4$); k_s é a altura da rugosidade do fundo; e B_s representa uma constante adimensional do escoamento nas proximidades do fundo.

Devido ao fato de que o perfil logarítmico de velocidade pode ser aproximado por um perfil potência de velocidade, pode-se gerar várias fórmulas potenciais de escoamento, que se aproximam da fórmula de escoamento logarítmico, determinando uma expressão potencial para f (CHEN, 1991). A mesma generalização pode ser feita para a identificação do coeficiente de Manning

(DIAS, 1995). Tanto a equação de Manning como a de Chézy são válidas para escoamentos permanentes, uniformes e turbulentos rugosos, onde a distribuição da velocidade é logarítmica.

3 TRANSPORTE DE PARTÍCULAS DE SEDIMENTOS EM CANAIS DE RIOS

Muitas são as teorias para estimar o início do movimento das partículas de sedimentos, do fundo de um canal, assim como existem muitas fórmulas para determinar a vazão desses sedimentos. Neste capítulo é apresentada uma pequena introdução destes aspectos, iniciando com a descrição dos principais mecanismos de transporte e terminologias usadas na representação destes mecanismos. Em seguida, são descritas as principais forças responsáveis para o início do movimento das partículas de sedimentos e as principais relações dimensionais usadas para estimar este movimento. Finalmente, são apresentadas as principais equações de transporte de sedimentos em canais de rios, baseadas na tensão de cisalhamento, em princípios de energia e em termos de probabilidade.

3.1 MECANISMOS DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

Recentemente, os mecanismos pelos quais as partículas são transportadas foram subdivididos em (MURPHY e AGUIRRE, 1985; GARDE e RANGA RAJU, 1985; RAUDKIVI, 1991; DADE e FRIEND, 1998):

- vazão sólida por arraste (*bed load*): engloba os movimentos do sedimento por rolamento e deslizamento;
- vazão sólida em saltação: engloba o movimento do sedimento por saltação;
- vazão sólida em suspensão (*suspended load*): engloba o movimento do sedimento em suspensão.

Devido a dificuldade da representação matemática de todos os mecanismos envolvidos no transporte total dos sedimentos pela água, principalmente com respeito ao movimento de saltação (GARDE e RANGA RAJU, 1985), os mecanismos de transporte foram subdivididos em décadas passadas, por conveniência, em vazão sólida por arraste e vazão sólida em suspensão (SIMONS e

SENTÜRK, 1992). Por isso, as equações de transporte de sedimentos, mais antigas, concentraram-se na representação da vazão sólida por arraste (vazão de sedimentos que se movem em contato essencialmente com o fundo) e na vazão sólida do material de fundo (vazão de sedimentos que compreende as partículas que movem-se tanto por arraste como por suspensão) (STEVENS JR. e YANG, 1989), assim como na vazão de sedimentos em suspensão.

Essas definições são eficazes para a fração cascalho que se move ao longo do fundo e para as frações silte e argila que são transportadas, tipicamente, em suspensão, porém não são eficazes para a fração areia que, freqüentemente, move-se tanto por arraste como por suspensão (MURPHY e AGUIRRE, 1985).

3.1.1 Transporte por arraste

As primeiras definições de vazão sólida por arraste foram feitas nas décadas de 40 a 50, considerando-a parte da vazão total (EINSTEIN et al., 1940; EINSTEIN, 1950). O movimento dessas partículas se dá em contato com o fundo, por movimentos de rolamento e deslizamento (GARDE e RANGA RAJU, 1985), sendo que esse transporte tem início quando a tensão de cisalhamento do fundo do canal excede o valor crítico para iniciar o movimento (Van RIJN, 1984; GARDE e RANGA RAJU, 1985). Entretanto, como é apresentado nas seções seguintes, existem muitas outras teorias para o início do movimento do sedimento.

A importância desse tipo de transporte é bastante variável, e dependente da intensidade e profundidade do escoamento. Por exemplo, em baixas taxas de transporte ou em escoamento raso, a maior parte do sedimento pode ser movida em contato com o fundo. Por outro lado, em escoamentos mais profundos a vazão sólida por arraste pode representar somente de 10 a 20 % da vazão sólida total (SIMONS e SENTÜRK, 1992).

3.1.2 Transporte em saltação

O movimento de saltação foi descrito por BAGNOLD (1973), com base no peso da partícula e na força hidrodinâmica resultante da força de arraste e da força de sustentação, podendo ocorrer tanto em escoamento laminar como em escoamento turbulento, ou seja, o simples fato do aumento da viscosidade do agente de transporte permite que a partícula salte, mesmo na ausência de qualquer componente de velocidade normal ao contorno do fundo.

A força de arraste representa a resistência do fluido ao movimento da partícula e a força de sustentação é uma força transversal que faz com que uma partícula que esteja transferindo-se em um escoamento mova-se, perpendicularmente, em relação a direção do escoamento (HONTAÑÓN et al., 2000). A força de sustentação é consequência dos efeitos de inércia, devido tanto a inércia da partícula como da taxa de cisalhamento, que afetam o movimento do fluido em que a partícula está imersa (HONTAÑÓN et al., 2000).

Após a definição desse movimento por BAGNOLD (1973), vários pesquisadores vêm contribuindo para um melhor entendimento das demais forças que atuam nesse processo (Van RIJN, 1984; MURPHY e AGUIRRE, 1985; WANG e ZHANG, 1987; WANG et al., 1995; HU et al., 1992; HU e HUI, 1996).

Destes estudos ficou comprovado, matematicamente, que a saltação de pequenas partículas é dominada pelas forças de arraste, resultando em longas, mas baixas trajetórias da partícula, enquanto a saltação de partículas maiores é dominada pela força de sustentação, resultando em curtas, mas altas trajetórias (Van RIJN, 1984), assim como a descrição do mecanismo de saltação passou a incluir outras forças, além das já citadas, como a força Saffman, a força Magnus, a força Basset (WANG et al., 1995), a força causada pelo peso adicionado, a força causada pela aceleração em torno da partícula estática e as forças de impacto (HU et al., 1992).

As forças Magnus e Saffman são o resultado dos efeitos de inércia no campo de escoamento em torno da partícula e atuam ortogonalmente à direção do movimento da partícula, sendo que a força Magnus é causada pela rotação da partícula (RUBINOW e KELLER, 1961) e a força Saffman é resultante do cisalhamento do fluido (SAFFMAN¹ e SAFFMAN², citados por HUMPHREY, 1990, p. 176). Ambas foram descritas para $Re_p = vd/\nu \ll 1$, porém podem ser reescritas para escoamentos com velocidades maiores, em termos de coeficientes de sustentação determinados, experimentalmente (HUMPHREY, 1990), ficando, dessa maneira, descritas de uma maneira similar à força de arraste e à força de sustentação.

A força da massa adicionada representa uma resistência adicional do escoamento contra o movimento da partícula. A força Basset é devida à ação da aceleração da partícula em relação ao fluido, porém pode ser desprezada na presença de escoamento permanente ou com pequenas diferenças entre a velocidade do fluido e da partícula (BRENN et al., 2003).

¹SAFFMAN, P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 22, p. 385-400, 1965.

²SAFFMAN, P. G. Correction. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 31, p. 624, 1968.

3.1.3 Transporte em suspensão

O transporte de uma partícula em suspensão é muito mais complexo que o transporte por arraste. A suspensão das partículas pode ser considerada um fenômeno subsequente ao início do movimento por arraste e saltação (GARDE e RANGA RAJU, 1985), quando a turbulência do escoamento tiver componentes de velocidade vertical ascendente que excedam a velocidade de queda (BAGNOLD, 1966; Van RIJN, 1984), fazendo com que as partículas apresentem pouco contato com o fundo (DADE e FRIEND, 1998).

Quando existe um gradiente vertical da concentração das partículas de sedimentos suspensas, este processo aleatório causa a difusão vertical da partícula que é típica da suspensão em escoamento de canais abertos (MURPHY e AGUIRRE, 1985).

A vazão sólida em suspensão compreende partículas de tamanhos comparáveis àqueles da vazão sólida por arraste, podendo estar em constante troca com essas partículas do fundo (MORRIS e WIGGERT, 1971). Embora o tamanho máximo das partículas dependa da energia e da turbulência do meio de transporte (LANE, 1938), esse mecanismo de transporte é importante para partículas do tamanho das frações argila e silte (MURPHY e AGUIRRE, 1985) e para partículas com até 0,25 mm de tamanho (BAGNOLD, 1966).

As partículas suspensas tendem, continuamente, a se depositar pela ação da gravidade. Entretanto, a turbulência da água tende a mantê-las em suspensão. Sob condições de equilíbrio, o movimento para baixo do sedimento, devido à velocidade de queda, deve ser balanceado pelo movimento líquido para cima, devido à turbulência (YANG, 1996).

Dependendo da origem do material suspenso, pode-se subdividir a vazão sólida em suspensão em duas categorias:

- pode ser composta de sedimentos de mesmo tamanho ou menores que os do fundo (GARDE e RANGA RAJU, 1985);
- pode ser composta de sedimentos finos, não disponíveis em quantidades apreciáveis em diferentes porções do fundo do canal de um rio, denominados de carga “lavada” (LANE, 1947), oriundos da erosão de encostas (GARDE e RANGA RAJU, 1985).

A carga “lavada” compreende partículas extremamente pequenas, que são transportadas através de um canal de rio independente das condições do escoamento (DADE e FRIEND, 1998), e sua disponibilidade não depende das características do fundo (EINSTEIN, 1950).

3.1.4 Relações entre os três tipos de mecanismos

Devido ao fato de que a vazão sólida dificilmente compreende apenas um mecanismo de transporte, já que partículas de vários tamanhos são transportadas, existem algumas relações para separar os mecanismos de transporte durante o escoamento (BAGNOLD, 1966; RAUDKIVI, 1991; DADE e FRIEND, 1998; HU et al., 1992; HU e HUI, 1996).

Uma maneira simplificada de explicar a relação entre a vazão sólida por arraste, saltação e suspensão, baseada na fórmula de Bagnold para a vazão sólida total (BAGNOLD, 1966) foi apresentada recentemente (RAUDKIVI, 1991; DADE e FRIEND, 1998). Essas explicações são baseadas na razão entre a velocidade de queda (v_w) e a velocidade de atrito (u_{*c}). Entretanto, essa razão tem como restrição o fato de que o fluxo de sedimentos deve ser permanente, correspondendo a um estado de equilíbrio dinâmico no qual não há deposição, nem erosão (DADE e FRIEND, 1998).

De acordo com DADE e FRIEND (1998) o transporte será predominantemente na forma de suspensão, quando $v_w/u_{*c} \leq 0,3$; na forma de saltação, quando $0,3 < v_w/u_{*c} < 0,7$; e na forma de arraste, quando $v_w/u_{*c} > 0,7$.

Para RAUDKIVI (1991) esses limites são um pouco distintos, ou seja: as partículas são transportadas em suspensão, quando $v_w/u_{*c} \leq 0,7$; em saltação, quando $0,7 < v_w/u_{*c} < 0,2$; e por arraste, quando $v_w/u_{*c} > 0,2$.

Nota-se que há uma discrepância entre os limites encontrados pelos autores acima citados. Entretanto, BAGNOLD (1966) definiu, de uma maneira geral, que uma partícula entra em suspensão quando a velocidade de cisalhamento excede a velocidade de queda.

Outra maneira de separar e quantificar a importância de um ou outro mecanismo de transporte é feita pela análise da intensidade do escoamento, Θ (HU et al., 1992; HU e HUI, 1996):

$$\Theta = \frac{[u_* - u_{*c}]}{u_{*c}}, \quad (3.1)$$

onde u_{*c} é a velocidade de cisalhamento crítica. Quando $\Theta < 0,08$, predomina o transporte por arraste. Já quando $\Theta = 0,2$, o transporte por saltação é predominante (HU et al., 1992; HU e HUI, 1996).

3.2 PRINCIPAIS FORÇAS QUE ATUAM NO MOVIMENTO DE UMA PARTÍCULA

O início do movimento de uma partícula, devido à ação do escoamento do fluido, é definido quando as forças aplicadas pelo fluido (arraste e sustentação) causam o movimento da partícula excedendo, assim, a força da gravidade (RAUDKIVI, 1991). O início do movimento de uma partícula é definido como: movimento incipiente, movimento crítico ou movimento fraco (GRAF, 1984; YANG, 1996).

O movimento incipiente é um aspecto importante no estudo do transporte de sedimentos, assim como no delineamento de canais em equilíbrio (em regime) ou não. Várias são as teorias propostas para determinar o início do transporte, o qual é apresentado na seção (3.3). Primeiramente, são descritas as principais forças que atuam em uma partícula, ou seja, a força de arraste (F_d), a força de sustentação (F_l), a força peso ou força da gravidade (F_g), a força de resistência (F_f), entre outras.

Na Figura (3.1) está uma representação esquemática com as principais forças que atuam em uma partícula de sedimento, seja em uma superfície plana (a) ou inclinada (b), onde deve-se analisar as componentes das forças envolvidas. De acordo com a Figura (3.1a), a componente da força gravitacional na direção do escoamento pode ser negligenciada em comparação com as demais forças e a partícula entrará em movimento quando as seguintes condições forem satisfeitas:

$$F_l = F_g$$

$$F_d = F_f.$$

A força referente ao peso submerso da partícula é dada por:

$$F'_g = g(\rho_p - \rho_a)\forall_p \quad (3.2)$$

e a força peso por:

$$F_g = g\rho_p\forall_p. \quad (3.3)$$

onde \forall_p é o volume da partícula.

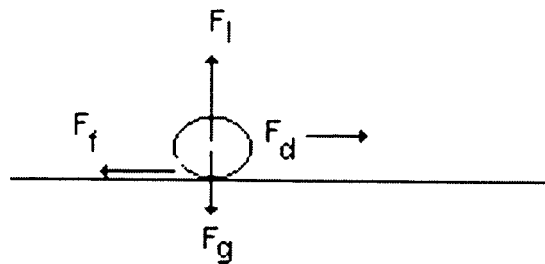
A força de atrito representa a resistência do substrato ao deslizamento da partícula e atua paralelamente à superfície de contato entre a partícula e o substrato (HONTAÑÓN et al., 2000). É definida como:

$$F_f = \tau A_p. \quad (3.4)$$

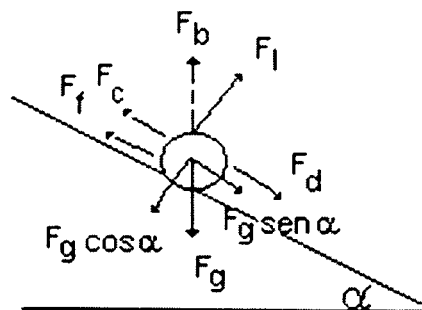
onde τ é a tensão de cisalhamento igual a $g\rho_a R_h S_f$ e A_p é a área projetada da partícula na direção do escoamento.

FIGURA 3.1 - FORÇAS ATUANDO EM UMA PARTÍCULA.

a)



b)



A força de arrasto (F_d) e a força de sustentação (F_l) são descritas, respectivamente, como:

$$F_d = \rho_a \frac{u_a^2}{2} C_d A_p, \quad (3.5)$$

$$F_l = \rho_a \frac{u_a^2}{2} C_l A_p, \quad (3.6)$$

onde u_a é a velocidade característica; C_d é o coeficiente adimensional de arrasto e C_l é o coeficiente adimensional de sustentação. Estes termos são descritos a seguir.

Nas equações (3.5) e (3.6) é importante ressaltar que u_a pode representar:

- a velocidade média da partícula relativa ao escoamento, V_r (BAGNOLD, 1973; HU et al., 1992);
- a velocidade ao nível da partícula (GESSLER, 1971; GRAF, 1984; GARDE e RANGA RAJU, 1985).

A velocidade relativa é definida como:

$$V_r = \sqrt{(u - u_p)^2 + v_p^2}, \quad (3.7)$$

onde u é a velocidade local do fluido; u_p é a velocidade da partícula na direção x e v_p é a velocidade da partícula na direção y .

A velocidade característica (u_a) pode ser descrita como a velocidade ao nível da partícula, u_b . Além de u_b ser difícil de ser medida, não existe uma boa definição para ela (GRAF, 1984). Um dos problemas na sua determinação é que ela não está a uma distância fixa acima do fundo (isto é, acima do nível $v = 0$); tanto a distância como u_b aumentam com o tamanho da partícula (KOMAR e LI, 1988). Dessa maneira, muitos pesquisadores que estudam o movimento incipiente de partículas utilizam a velocidade média do escoamento como critério de movimento incipiente (GRAF, 1984).

Não é só com relação a velocidade do escoamento ao nível da partícula que existem incertezas. Dos vários aspectos relacionados com o problema da degradação do fundo do canal, obtidos por vários pesquisadores, pode-se citar que (GRAF, 1984):

- as leis da hidráulica governam o movimento de partículas soltas, em canais abertos, e são muito distantes das leis que governam a degradação do fundo de um canal, além de não serem, diretamente, aplicáveis;
- o material do fundo do canal é composto de partículas de diferentes tamanhos e quando os interstícios das partículas maiores são preenchidos pelas partículas menores, a massa torna-se mais densa, estável e menos sujeita à ação erosiva da água;
- a velocidade necessária para degradar o fundo de um canal é muito maior que a velocidade necessária para manter o movimento das partículas de mesmo tamanho do fundo.

Apesar disso, hoje já existem técnicas que permitem um estudo detalhado da velocidade média local (*laser-Doppler anemometry* - LDA) ou do tamanho das partículas e de sua velocidade no campo do escoamento (*phase-Doppler anemometry* - PDA) (BRENN et al., 2003), e tais técnicas

podem ser úteis para solucionar esse problema de caráter secular.

A equação (3.6) foi deduzida por EINSTEIN e EL-SAMNI³, citados por GARDE e RANGA RAJU (1985, p. 61), onde C_l apresenta um valor constante igual a 0,178, o qual é válido somente para fundos rugosos.

O coeficiente de arrasto C_d da equação (3.5) foi desenvolvido para uma esfera movendo-se em um líquido infinito e permanente, com um número de Reynoldes muito pequeno, para o qual a força de arraste foi definida por Stokes em 1851 (YANG, 1996), como:

$$F_d = 3\pi\mu v_w d, \quad (3.8)$$

onde v_w é a velocidade de queda da partícula.

Na equação (3.8) Stokes considerou escoamento estacionário e negligenciou o termo de inércia da equação de Navier-Stokes (CLIFT et al., 1978; KUNDU, 1990). Nessas condições, a força de arraste calculada para uma partícula em queda, pode ser escrita como:

$$F_d = C_d \rho_a A_p \frac{v_w}{2}. \quad (3.9)$$

Isolando C_d das equações (3.8) e (3.9), tem-se:

$$\begin{aligned} C_d &= \frac{24\nu}{dv_w} \\ &= \frac{24}{Re_w}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

onde $Re_w = dv_w/\nu$ é o número de Reynolds em função da velocidade de queda. Essa equação só é válida para pequenas distâncias da partícula e regime laminar.

OSEEN⁴, citado por CLIFT (1978, p. 41), sugeriu que a equação de Navier-Stokes fosse linearizada, para que o termo de inércia fosse mantido, o que contribuiu para que a vorticidade fosse aumentada, levando a um coeficiente de arraste maior que o valor dado pela Lei de Stokes, ou seja:

$$C_d = \frac{24}{Re_w} \left(1 + \frac{3}{16} Re_w \right). \quad (3.11)$$

³EINSTEIN, H. A.; EL-SAMNI. Hydrodynamic forces on a rough wall. *Review of Modern Physics*, American Institute of Physics, v. 21, n. 3, 1949.

⁴OSEEN, C. W. *Ark. Mat. Astron. Fys.*, v. 6, n. 9, 1910.

A aproximação de OSEEN é melhor empregada onde a velocidade só é levemente diferente da velocidade da corrente livre (KUNDU, 1990).

Para Re maiores que a unidade, uma representação mais precisa do campo de escoamento é dada pela solução numérica da equação de Navier-Stokes e fórmulas empíricas devem ser usadas para C_d (CLIFT et al., 1978).

Deduzidas as principais forças que atuam no movimento de uma partícula, na seção (3.2.1), são apresentadas as principais relações adimensionais utilizadas na determinação do movimento de uma partícula. E, na seção seguinte (3.2.2), são abordadas algumas das soluções analíticas para a determinação do movimento não permanente de uma partícula.

3.2.1 Relações adimensionais das forças que atuam no movimento de partículas

SHIELDS ⁵, citado por GARDE e RANGA RAJU (1985, p. 66) foi o primeiro pesquisador a estudar o início do movimento das partículas de sedimento, considerando as forças que atuam sobre essas partículas, através de análise dimensional, e estabelecendo seu bem conhecido parâmetro de Shields:

$$\theta_c = \frac{\tau_c}{g(\rho_p - \rho_a)d}. \quad (3.12)$$

A variação de θ_c foi obtida por Shields a partir de dados experimentais, em escoamento turbulento totalmente desenvolvido, usando sedimentos com tamanhos de 0,0 mm a 5,0 mm. Ele usou uma mistura de partículas de granito (1,5 mm a 3,0 mm), barita (1,0 mm a 5,0 mm), ambar (0,5 mm a 3,0 mm) e lignita (0,0 a 5,0 mm) (EGIAZAROFF, 1967; MILLER et al., 1977). Toda a variação de θ_c em relação a Re_{*p} está mostrada no Diagrama de Shields.

Quando a viscosidade do escoamento é considerada, o parâmetro de Shields não é constante, mas é dependente de Re_{*p} (GESSLER, 1971). Já, quando Re_{*p} atinge um valor em torno de 1.000, θ_c assume um valor que varia de 0,04 a 0,06 (MILLER et al., 1977; BATHURST et al., 1987; SIMONS e SENTÜRK, 1992). Aparentemente, o valor de θ_c depende da quantidade do sedimento transportado (EGIAZAROFF, 1967; MILLER et al., 1977) e pode ser visto como um coeficiente

⁵SHIELDS, A. Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. *Mitteilungen der Pruessischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau*, Berlin, 1936.

de arraste, dado pela razão entre a força resistência e uma força tangencial aplicada (MILLER et al., 1977).

Embora nenhum outro autor tenha conseguido reproduzir os mesmos resultados obtidos por Shields, seu Diagrama representa uma curva geral e continua sendo usado até os dias atuais, já que ele inclui todos os parâmetros físicos e dinâmicos do fluido e do sedimento (MILLER et al., 1977).

A dispersão entre a curva de Shields e demais curvas, posteriormente, estabelecidas pode ser causada por várias causas como (MILLER et al., 1977):

- à maneira pela qual os vários pesquisadores definiram a condição crítica, já que não existe um critério de movimento quantitativamente severo e universalmente aceito;
- à turbulência do escoamento;
- à existência de outras forças envolvidas e sua direção.

A seguir é apresentada a dedução dos parâmetros controladores adimensionais baseados nas relações de força que levam aos mesmos resultados mostrados por Shields (GESSLER, 1971).

As forças que atuam sobre uma partícula individual, como mostrado na Figura (3.1) são, principalmente, a força devido ao peso submerso da partícula F_g' , a força de resistência F_f , que atua nos pontos de contato entre as partículas, a força de inércia F_d e a força viscosa F_v , induzida pelo fato que a água é viscosa. As magnitudes destas forças determinam se a partícula inicia ou não o movimento (GESSLER, 1971).

Quando o número de Reynolds é alto, a força viscosa pode ser desconsiderada, já que ela é muito pequena comparada com a força de inércia. Nessas condições, só a força de inércia e a força de gravidade precisam ser consideradas. Se sua magnitude relativa, isto é, F_g'/F_d , atinge um valor crítico, a partícula inicia o movimento. Admitindo que F_g' é proporcional a $g(\rho_p - \rho_a)V_p$, e a força de inércia (F_d) é proporcional a $\rho_a u_a^2 A_p$ (sendo d o diâmetro da partícula), tem-se que (GESSLER, 1971):

$$\frac{F_g'}{F_d} = \frac{g(\rho_p - \rho_a)V_p}{\rho_a u_a^2 A_p} = \text{constante.} \quad (3.13)$$

Na camada-limite turbulenta a velocidade característica é proporcional a velocidade de atrito, $u_* = \sqrt{\tau/\rho_a}$. Substituindo esta expressão na equação (3.13) e colocando o subscrito c para indicar

que a relação dada pela equação (3.13) ocorre no movimento incipiente, tem-se (GESSLER, 1971):

$$\begin{aligned} \frac{g(\rho_p - \rho_a)\nabla_p}{\rho_a u_{*c}^2 A_p} &= \frac{g(\rho_p - \rho_a)\nabla_p}{\rho_a \frac{\tau}{\rho_a} A_p}, \\ \frac{g(\rho_p - \rho_a)d}{\tau} &= \text{constante ou,} \\ \frac{\tau}{g(\rho_p - \rho_a)d} &\approx \text{parâmetro de Shields.} \end{aligned} \quad (3.14)$$

A dedução da equação anterior é baseada no pressuposto que a força viscosa atua na mesma direção da força de arraste e é muito menor que esta. Se este pressuposto não for razoável, a razão F_d/F_v tem importância e deve ser incluída. A força viscosa é proporcional ao produto da tensão viscosa e a área superficial da partícula e é expressa, como (GESSLER, 1971):

$$\tau = \mu \frac{du}{dy}.$$

A medida da taxa de deformação do fluido (du/dy) é a razão da velocidade de cisalhamento sobre o tamanho da partícula, u_*/d . Assim, a força viscosa é proporcional a:

$$F_v \propto \mu u_* d,$$

e a razão entre a força viscosa e a força de inércia é dada por (GESSLER, 1971):

$$\begin{aligned} \frac{F_d}{F_v} &\propto \frac{\rho u_*^2 A_p}{\mu u_* d}, \\ \frac{F_d}{F_v} &\propto \frac{u_* d}{\nu} = Re_{*p}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

onde Re_{*p} é o Número de Reynolds referente ao tamanho da partícula (*grain size Reynolds number*).

3.2.2 Movimento de uma partícula sem coesão

A determinação do movimento de uma partícula, em suspensão ou em saltação, foi baseada em cálculos feitos em 1930, para o movimento Browniano (FRIEDLANDER, 1957), e o balanço das forças foi, ao longo das décadas, sendo complementado com a inclusão de outras forças que atuam no movimento.

De uma maneira simplificada, a equação de movimento de uma simples partícula, em um movimento, arbitrariamente, acelerado, pode ser dada pela equação de movimento (FRIEDLANDER, 1957):

$$\frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \beta_f(\mathbf{u} - \mathbf{u}_p), \quad (3.16)$$

onde \mathbf{u} é a velocidade do fluido; \mathbf{u}_p é a velocidade da partícula e β_f é uma medida da inércia da partícula.

Especificamente, o movimento de uma partícula em saltação foi descrito por BAGNOLD (1973), que considerou que a força do fluido empregada sobre um sólido imerso é exercida na direção do movimento relativo. Sejam as componentes da velocidade relativa ($u - u_p$) e (v_p), paralela e normal, respectivamente, ao contorno horizontal do fundo, tem-se que as componentes da força do escoamento, nas direções x e y , são definidas, respectivamente, como:

$$F_{dx} = \frac{C'_d}{2} \rho_a A_p V_r^2 \frac{(u - u_p)}{V_r}, \quad (3.17a)$$

$$F_{dy} = \frac{C'_d}{2} \rho_a A_p V_r^2 \frac{v_p}{V_r}, \quad (3.17b)$$

$$(3.17c)$$

onde C'_d é o coeficiente de arraste instantâneo; A_p é igual a $(\pi d^2)/4$ e a massa da partícula m_p é dada por $(\pi d^3 \rho_p)/6$; F_{dx} e F_{dy} são a resistência do escoamento, nas direções x e y , respectivamente. Feitas essas definições, pode-se escrever as equações de movimento, como:

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{F}}{m_p},$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{3C'_d \rho_p}{4\rho_a d} V_r (u - u_p), \quad (3.18a)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{3C'_d \rho_p}{4\rho_a d} V_r v_p - \frac{(\rho_p - \rho_a)}{\rho_p} g, \quad (3.18b)$$

onde d^2x/dt^2 e d^2y/dt^2 expressam as componentes da aceleração da partícula na direção do escoamento e na direção vertical, respectivamente.

Após os trabalhos pioneiros de FRIEDLANDER (1957) e BAGNOLD (1973) muitos outros pesquisadores descreveram o movimento de uma partícula considerando, além das forças já citadas, outras forças, como a força de sustentação (F_l), a força Saffman (F_s), a força Magnus (F_M), a

força Basset (F_B), a força devido ao efeito da massa do grão adicionada (F_{a1}), a força de aceleração do fluido em torno da partícula estática (F_{a2}) e as forças de impacto (F_{cx} e F_{cy}) (HUMPHREY, 1990; MURPHY e AGUIRRE, 1985; HU et al., 1992; TIO et al., 1993; WANG et al., 1995; HU e HUI, 1996; SHAMS et al., 2002; ILIOPOULOS et al., 2003; BRENN et al., 2003), como é mostrado adiante.

De acordo com o esboço das forças que atuam sobre uma partícula em saltação mostrado na Figura (3.2) e de acordo com a Lei de movimento de Newton, as equações para a saltação, nas direções x e y , podem ser representadas, respectivamente, como (HU et al., 1992; HU e HUI, 1996):

$$m_p \frac{du_p}{dt} = F_l \frac{v_b}{V_r} + F_d \frac{u - u_p}{V_r} + F_{a2,x} - F_{a1,x}, \quad (3.19a)$$

$$m_p \frac{dv_p}{dt} = F_l \frac{u - u_p}{V_r} + F_d \frac{v_p}{V_r} - F_{a1,y} - F'_g, \quad (3.19b)$$

onde F_{a1} , F_{a2} , F_{cx} e F_{cy} foram definidas, como (MURPHY e AGUIRRE, 1985):

$$\begin{aligned} F_{a1} &= \frac{\pi}{12} \rho_p d^3 a, \\ F_{a2} &= \rho_p \frac{\pi d^3}{4} \frac{du}{dy} v_p, \\ F_{cx} &= \frac{m_p (u_{po} - u_{pe})}{t_e}, \\ F_{cy} &= \frac{m_p (v_{po} - v_{pe})}{t_e}, \end{aligned}$$

onde t_e é o tempo de impacto; a é a aceleração da partícula; u_{po} e v_{po} são as velocidades de ascensão (*liftoff velocities*) nas direções x e y , respectivamente; u_{pe} e v_{pe} são as velocidades de impacto nas direções x e y , respectivamente. As outras variáveis já foram definidas anteriormente. No estudo de HU et al. (1992) as forças de impacto foram de 1 a 2 ordens de magnitude maiores que as demais.

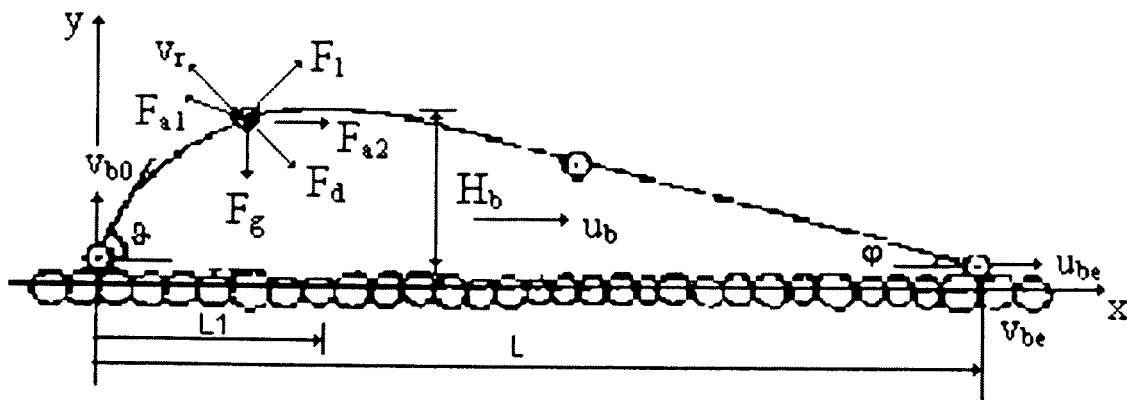
Para escoamentos com velocidades altas, as equações que descrevem a Força Magnus e a Força Saffman podem ser escritas de uma maneira similar à Força de sustentação, e seus coeficientes, C_{lm} e C_{ls} , podem ser calculados, respectivamente, como (HUMPHREY, 1990):

$$C_{lm} = \frac{Re_r}{Re_p}, \quad (3.20)$$

$$C_{ls} = \frac{4,113Re_s^{1/2}}{Re_p}, \quad (3.21)$$

onde $Re_r = d\Omega_p/\nu$ é o número de Reynolds rotacional, sendo que Ω_p é a velocidade angular da partícula e Re_s o número de Reynolds em termos da velocidade relativa.

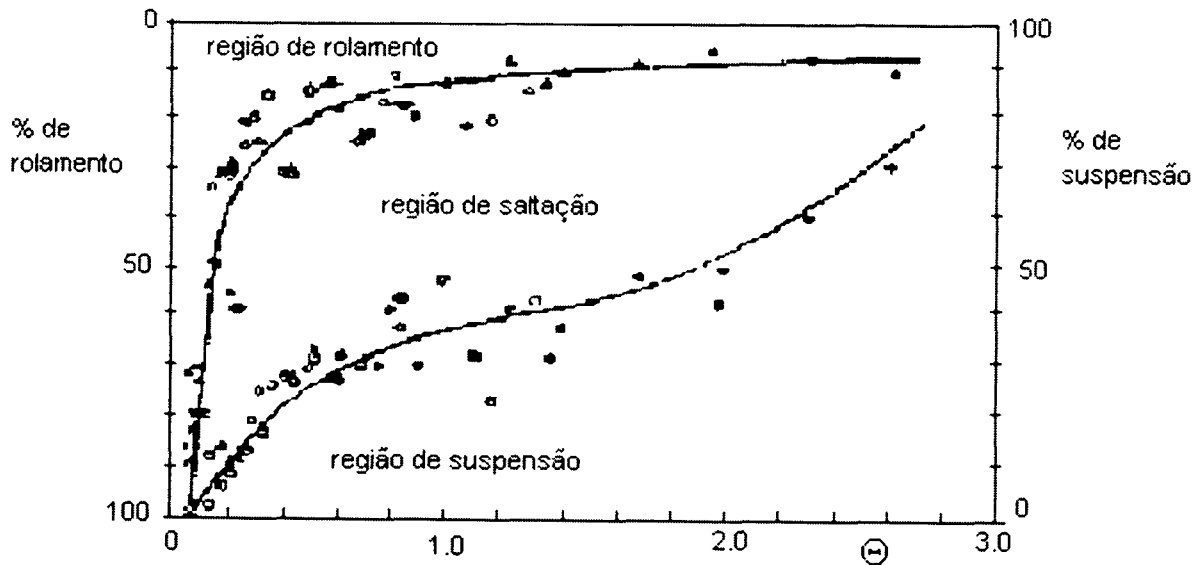
FIGURA 3.2 - FORÇAS ATUANDO EM UMA PARTÍCULA EM SALTAÇÃO.



FONTE: Adaptado de HU e HUI (1996)

De acordo com a literatura (BAGNOLD, 1973; HU et al., 1992), o coeficiente de arraste (C_d) não pode ser calculado como na maioria das expressões para saltação (onde o mesmo é deduzido para uma esfera em escoamento permanente). Então, a partir das equações (3.19a) e (3.19b) e das fórmulas (3.5) e (3.6), onde u_a é igual a V_r , HU et al. (1992) obtiveram as expressões para C_d e C_l . A partir disso, os autores constataram que C_d e C_l não variam somente com a trajetória de saltação, mas também com a massa específica da partícula. Outra conclusão importante desse trabalho foi com relação aos mecanismos de transporte, ou seja, as partículas movem-se tanto rolando ou deslizando, saltando ou em suspensão. Nesse estudo, quando a intensidade do do escoamento, Θ , foi $< 0,08$, 80% da vazão sólida foi por arraste e este tipo de transporte diminuiu drasticamente com o aumento de Θ . A saltação ocupou acima de 60% do transporte quando $\Theta = 0,2$, como pode ser visualizado na Figura (3.3).

FIGURA 3.3 - RELAÇÃO ENTRE AS FRAÇÕES DE ROLAMENTO, SALTAÇÃO, SUSPENSÃO E A INTENSIDADE DO ESCOAMENTO



FONTE: Adaptado de HU e HUI (1996)

3.2.3 Movimento de uma partícula com coesão

De uma maneira bastante genérica e simplificada, pode-se determinar o movimento de uma partícula, em uma superfície com um ângulo α , pelo balanço entre as forças de inércia e as forças de resistência, ou seja (STATHAM, 1979):

$$F + F'_g \sin \alpha = F'_g \cos \alpha \tan \phi + F_c, \quad (3.22)$$

onde ϕ é o ângulo de atrito; F representa uma força de inércia e F_c é a força coesiva.

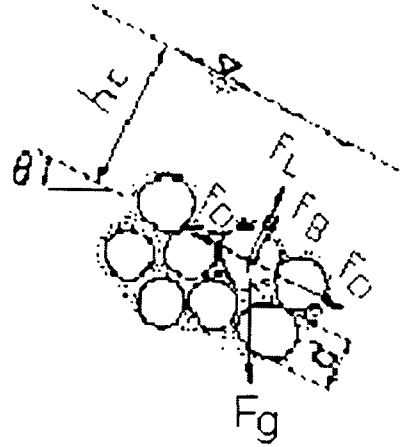
O coeficiente de atrito, $\tan \phi$ é dado pela razão entre a força aplicada sobre a partícula e a reação normal, R_n , igual ao peso da partícula sobre a superfície horizontal, ou seja:

$$\tan \phi = \frac{F}{R_n}. \quad (3.23)$$

Simplificando a equação (3.22), tem-se que:

$$F = F'_g (\tan \phi - \tan \alpha) + F_c. \quad (3.24)$$

FIGURA 3.4 - FORÇAS ATUANDO EM UM AGREGADO.



FONTE: ASHIDA et al. (1987)

Mais especificamente, pode-se determinar o efeito da coesão no movimento, considerando uma partícula de areia, dentro de uma mistura areia-argila, sob condições críticas para o início do movimento, em um escoamento de profundidade h_c , em um canal com ângulo α (ASHIDA, 1987). Nesse estudo, considerou-se que existe pouca argila na mistura (só enchendo os vazios entre as partículas de areia) e que as forças de atrito e coesão atuam sobre as partículas de areia. Admitindo que a força de atrito na mistura é a mesma que existiria se não houvesse argila, a condição para o início do movimento, conforme a Figura (3.4), é dada por (ASHIDA, 1987):

$$F_d + F'_g \sin \alpha = (F'_g \cos \alpha - F_l - F_b) \tan \phi + F_c, \quad (3.25)$$

onde F_b é a força de empuxo (ASHIDA, 1987).

Da equação (3.25) obtém-se a tensão de cisalhamento crítica adimensional (τ_{*cc}), para partículas de areia em uma mistura com areia-argila, ou seja:

$$\tau_{*cc} = \frac{u_{*c}^2}{\left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1\right) g d} = \left(\cos \alpha \tan \phi - \frac{\rho_p}{\rho_p - \rho_a} \sin \phi \right) \frac{\tau}{g(\rho_p - \rho_a) d \tan \phi} + \frac{k_1 f_c}{(\rho_p - \rho_a) g k_3 d} \frac{\tau}{g(\rho_p - \rho_a) d \tan \phi}, \quad (3.26)$$

onde k_3 é um fator de forma para as partículas de areia. O último termo da equação (3.26) dá a

quantidade de aumento da força de atrito devido ao teor de argila.

No capítulo (4) são mostradas as principais equações utilizadas para a determinação da taxa de desagregação de partículas coesivas, tanto para sulcos como voçorocas, onde as forças coesivas são determinadas, empiricamente. Apresenta-se, também, neste capítulo, uma breve discussão sobre a origem da resistência dos solos e a complexidade de sua determinação.

3.3 EQUAÇÕES DE TRANSPORTE DE PARTÍCULAS DE SEDIMENTOS EM CANAIS DE RIOS

Determinadas as forças que atuam para que a partícula inicie o movimento, resta agora deduzir as equações de transporte que determinam a vazão de sedimentos. Muitas hipóteses foram levantadas para explicar a vazão de sedimentos (a maioria concentra-se na descrição da vazão sólida por arraste) em relação:

- à tensão de cisalhamento (DuBOYS, 1879; O'BRIEN e RINDLAUB, 1934; KALINSKE, 1947, CHANG et al. 1965);
- aos termos probabilísticos e estocásticos (EINSTEIN, 1942, 1950; WANG e ZHANG, 1987);
- aos conceitos de energia (MEYER-PETER et al., 1934; SCHOKLISTSCH, 1934; MEYER-PETER e MÜLLER, 1948; BAGNOLD, 1956; BAGNOLD, 1966; ENGELUNG e HANSEN, 1966; GARG et al., 1971);
- à forma do canal (EXNER⁶ e ANDERSON⁷, citados por TINNEY, 1962, p. 1477; KENNEDY⁸, citado por GRAF, 1984, p. 296); e,
- a termos empíricos, através da análise de regressão.

A vazão de partículas de sedimentos pode ser determinada empiricamente e de uma maneira bastante simplificada como (BHALLAMUDI e CHAUDHRY, 1991; LEE e HWANG, 1994):

⁶EXNER, F. M. Über die Wechselwirkung Zwischen Wasser und Geschiebe in Flüssen. *Setzungberichte der Akademik der Wissenschaften*, Wein, Heft 3-4, 1925.

⁷ANDERSON, A. G. The characteristics of sediment waves formed by flow in open channels. *Proc. Midwestern Conf. on FLuid Mech., Minneapolis, Minn., 3rd. Conf.*, 379-395, 1953.

⁸KENNEDY, J. F. The mechanics of dunes and antidunes in erodible bed channels. *J. Fluid Mech.*, v. 16/4, 1963.

$$q_s = c \left(\frac{q^d}{h} \right) \quad \text{ou} \quad (3.27a)$$

$$q_s = av^b, \quad (3.27b)$$

onde a , b , c e d são parâmetros calibrados.

Nas seções seguintes são apresentadas as equações para a determinação da vazão sólida por arraste que tiveram maior destaque, em termos da tensão de cisalhamento (Equação de DuBoys), em termos de energia (Equação de Bagnold), em termos probabilísticos (Equação de Einstein) e em termos da forma de fundo (Equação de Exner). É também apresentada a equação de convecção-difusão, para a determinação da concentração de sedimentos em suspensão.

3.3.1 Teoria baseada na tensão de cisalhamento

A primeira equação para determinar a vazão sólida por arraste foi deduzida em 1879 por DuBoys, o qual supõe que o sedimento move-se em resposta à tensão de cisalhamento do fundo como uma série de camadas paralelas deslizando uma sobre as outras, diminuindo a velocidade, progressivamente, com a diminuição da distância ao fundo (STATHAM, 1979; YANG, 1996).

Em sua dedução, DuBOYS⁹, citado por SIMONS e SENTÜRK (1992, p. 568-569) admitiu que o material de fundo move-se em camadas de espessura Δs e que a diferença da velocidade média nas sucessivas camadas aumenta linearmente para cima em relação ao fundo. Se existirem $m - 1$ camadas em movimento, a camada superficial terá uma velocidade $(m - 1)\Delta V_s$, onde ΔV_s é a velocidade incremental entre camadas adjacentes (SIMONS e SENTÜRK, 1992).

Assim, a taxa de transporte de sedimento do fundo por unidade de largura é dada pelo produto da velocidade média das camadas $\left(\frac{(m-1)}{2} \Delta V_s \right)$ e a espessura total, $m\Delta s$ (SIMONS e SENTÜRK, 1992), isto é:

$$q_b = m\Delta s \frac{(m-1)}{2} \Delta V_s. \quad (\text{m}^2 \text{s}^{-1}) \quad (3.28)$$

A tensão de cisalhamento exercida pelo fundo pode ser representada pela seguinte equação:

$$\tau = \gamma_a h S_f. \quad (\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}) \quad (3.29)$$

⁹DuBOYS, M. P. Le Rhone et les Rivières a Lif affouillable. *Annales de Ponts et Chaussées*, sec. 5, vol. 18, p. 141-195, 1879.

Sob condições de equilíbrio, a tensão de cisalhamento no fundo deve ser balanceada pela tensão de resistência entre as sucessivas camadas (YANG, 1996). Assim:

$$\tau = \gamma_a h S_f = \text{tg} \phi (\gamma_p - \gamma_a) m \Delta s, \quad (\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}) \quad (3.30)$$

onde $\text{tg} \phi$ é o coeficiente de atrito estático, γ_p e γ_a é o peso específico do sedimento e da água ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}$), respectivamente e $(\gamma_p - \gamma_a) m \Delta s$ representa o peso submerso da carga de sedimentos movendo-se por unidade de área superficial (SHEN e JULIEN, 1971).

No movimento incipiente, $m=1$, a equação (3.30) fica:

$$\tau_c = \text{tg} \phi (\gamma_p - \gamma_a) \Delta s, \quad (\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}) \quad (3.31)$$

onde o subscrito c representa τ no movimento incipiente.

Substituindo a equação (3.31) na equação (3.30), tem-se:

$$\tau = \tau_c m, \quad (\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}) \quad (3.32)$$

donde tira-se que:

$$m = \frac{\tau}{\tau_c}. \quad (3.33)$$

Substituindo o termo m dado pela equação (3.33) na equação (3.28), tem-se a equação de DuBoys:

$$\begin{aligned} q_b &= \frac{\tau}{\tau_c} \Delta s \left(\frac{\tau}{\tau_c} - 1 \right) \frac{\Delta V_s}{2}, \\ &= \frac{\Delta s \Delta V_s}{2} \frac{\tau}{\tau_c} \left(\frac{\tau - \tau_c}{\tau_c} \right), \\ &= \underbrace{\frac{\Delta s \Delta V_s}{2 \tau_c^2}}_{k'} \tau (\tau - \tau_c), \\ q_b &= k \tau (\tau - \tau_c), \end{aligned} \quad (3.34)$$

onde q_b é vazão sólida por arraste por unidade de largura ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) e k é parâmetro que representa o produto da velocidade incremental entre as camadas e a espessura da camada dividido pela tensão de cisalhamento crítica ($\text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Pa}^{-2}$) (SIMONS e SENTÜRK, 1992).

A equação (3.34) apresenta uma aproximação determinística, cuja fórmula geral pode ser representada como (STEVENS JR. e YANG, 1989):

$$q_b = k_r(\chi - \chi_c)^\beta, \quad (3.35)$$

onde k_r é um parâmetro relacionado com as características do escoamento e dos sedimentos; χ é a variável independente (Q , v , S_o , τ , ω); o subscrito c denota o valor crítico de χ no movimento incipiente e β é um expoente relacionado com as características do escoamento e dos sedimentos.

Muitas outras equações para estimar a vazão sólida por arraste, com base na tensão de cisalhamento, foram desenvolvidas após a de DuBoys (O'BRIEN e RINDLAUB, 1934; KALINSKE, 1947; CHANG et al., 1965). Por exemplo, O'BRIEN e RINDLAUB (1934) deduziram uma equação de uma maneira bastante distinta da de DuBoys. Essa equação também tem uma aproximação determinística, o que faz com que seja representada de uma maneira bastante parecida com a equação de DuBoys, ou seja:

$$q_b = k'(\tau - \tau_c)^\beta, \quad (3.36)$$

onde k' é igual a $\rho_p M / 6N^2$, sendo que M é um fator que representa a mobilidade do material e N é uma constante.

Embora a determinação da tensão de cisalhamento crítica seja uma das desvantagens das equações deduzidas à luz da teoria baseada na tensão de cisalhamento, vários pesquisadores (KOMAR, 1987; RAIS e ABIDI, 1989; SHEN e JULIEN, 1993) utilizam a equação (3.12), proposta por Shields, para determinar τ_c como (KOMAR, 1987):

$$\tau_c = 0,045(\rho_p - \rho_a)g d_{50}^j d_i^{j'} \quad (\text{dina cm}^{-2}) \quad (3.37)$$

e

$$\tau_c = 26,6 d^{1,21}, \quad (\text{dina cm}^{-2}) \quad (3.38)$$

onde d_{50} representa o diâmetro médio do sedimento; d_i é o diâmetro da partícula individual que é arrastada do fundo de tamanhos de partículas misturados; os sobrescritos j e j' representam a fração referente a cada tamanho de sedimento, sendo que KOMAR (1987) considerou que $j + j' = 1,0$.

Já que τ_c tende a aumentar com o diâmetro do sedimento, ou seja, a equação (3.38) estabelece uma razoável relação entre a competência da tensão de cisalhamento crítica e o diâmetro do sedimento. Entretanto, os resultados não podem ser extrapolados já que os dados não foram obtidos em condições controladas (KOMAR, 1987).

Na equação (3.38) os diâmetros das partículas de sedimento variaram de 1 a 500 cm, obtidos de experimentos de 17 pesquisadores, em condições físicas bastante diferentes, em muitas das quais as condições do escoamento não foram medidas simultaneamente. Infelizmente, em eventos raros há pouca oportunidade de documentar as condições do escoamento que transportam partículas extremas (KOMAR, 1987).

Uma equação menos empírica para a determinação da tensão de cisalhamento crítica foi proposta por MIRTSKHULAVA¹⁰, citado por SIDORCHUK (1999, p. 404), o qual deixa mais explícito que a tensão de cisalhamento crítica é controlada, principalmente, pelas forças de atrito e coesão, podendo ser escrita como:

$$\tau_c = 1,2\lambda \left(\frac{m_1}{n_1} \right) \left[(\rho_p - \rho_a)gd + 1,25C_f^n K_o \right], \quad (3.39)$$

onde λ é um coeficiente de resistência do escoamento igual a $0,18 \text{ d/h}^{1/3}$; m_1 é igual a 1,0 para escoamento de água limpa e igual a 1,4 para escoamentos com um conteúdo de mais de $0,1 \text{ kg m}^{-3}$ de partículas coloidais; d é o diâmetro dos agregados (m); K_o é o coeficiente de variabilidade do padrão mecânico do solo, usualmente igual a 0,5; n_1 é um parâmetro de turbulência, usualmente igual a 4; ρ_p e ρ_a são a massa específica da partícula do solo e da água, respectivamente e, C_f^n , é a resistência do solo à ruptura e é uma função da coesão do solo (Pa).

Devido à dificuldade de estabelecer o início do movimento da partícula através da teoria baseada na tensão de cisalhamento, outras teorias foram propostas, como as que são apresentadas a seguir.

3.3.2 Teoria baseada em princípios probabilísticos

EINSTEIN (1942, 1950) apresentou uma teoria para determinar a vazão sólida por arraste a partir de critérios de probabilidade. Seus principais argumentos foram (EINSTEIN, 1950):

- a probabilidade de uma partícula de sedimento que está sendo movida pelo escoamento de uma

¹⁰MIRTSKHULAVA, Ts. Ye., 1988. Osnovy Fiziki i Mekhaniki Eroзии Rusel. *Gidrometeoizdat*, Leningrad (in Russian).

superfície do fundo depende do tamanho e peso da partícula;

- uma vez em movimento, a probabilidade da partícula que está sendo redepositada é igual em todos os pontos do fundo, onde o escoamento não deve remover imediatamente a partícula novamente;
- a partícula move-se, se uma força de sustentação sobrepuja o peso da partícula;
- a distância média atravessada por uma partícula do fundo entre consecutivos pontos de deposição é contante para qualquer partícula, e é independente das condições do escoamento, da taxa de transporte e da composição do fundo. Para partículas com esfericidade média esta distância é de 100 vezes o diâmetro da partícula.

Em 1942, EINSTEIN considerou apenas um tipo de partícula, ou seja, um fundo uniforme. Já em sua publicação de 1950, ele considerou um fundo contendo vários tamanhos de partículas. A dedução desta segunda equação é mostrada a seguir.

EINSTEIN (1950) considerou que para uma dada unidade de tempo e área de fundo, o mesmo número de partículas de um dado tipo e tamanho deve ser depositado no fundo, como erodido dele.

Dessa maneira, para expressar a taxa com que um dado tamanho de partículas de sedimentos são depositados na área de fundo por unidade de tempo, assumiu-se que q_b é a taxa com que a carga de fundo move-se por unidade de largura e f_b , a fração de q_b para um dado tamanho de partícula ou variação de tamanho. Assim, $q_b f_b$ é a taxa com que uma partícula de um dado tamanho move-se por unidade de largura por unidade de tempo (EINSTEIN, 1950).

Se q_b é medida por peso seco por unidade de tempo e largura, e $A_2 d^3$ é o volume da partícula, o número de partículas depositadas por unidade de tempo na unidade de área do fundo é (EINSTEIN, 1950):

$$\frac{q_b f_b}{A_1 d A_2 d^3 \rho_s g} = \frac{f_b q_b}{A_2 A_1 g \rho_s d^4}. \quad (3.40)$$

Se f_b é a fração do escoamento do fundo em um dado tamanho e representa a fração da superfície coberta por partículas do mesmo tamanho, o número de partículas em uma unidade de área do fundo é (EINSTEIN, 1950):

$$\frac{f_b}{A_1 d^2} \quad (3.41)$$

e o número de partículas erodidas por unidade de área e tempo é:

$$\frac{f_b p_s}{A_1 d^2}, \quad (3.42)$$

onde p_s é a probabilidade da remoção das partículas por segundo e A_1 uma constante referente à área da partícula.

Se t_i é o tempo necessário para deslocar uma partícula, a probabilidade de remoção por segundo (p_s) pode ser trocada pela probabilidade absoluta (p_{abs}) (EINSTEIN, 1950):

$$p_{abs} = p_s t_i. \quad (3.43)$$

Assim, segue que p_s é o número de mudanças por segundo, t_i é o tempo assumido em cada mudança e $p_s t_i$ é o tempo total da mudança por segundo, ou a fração do tempo total durante o qual uma mudança ocorre.

O número de partículas erodidas por unidade de área e tempo é (EINSTEIN, 1950):

$$\frac{f_b p_{abs}}{A_1 d^2 t_i}. \quad (3.44)$$

A principal limitação da equação proposta por EINSTEIN (1950), foi ele ter considerado que a distância média atravessada por uma partícula do fundo entre consecutivos pontos de deposição é contante para qualquer partícula, e é independente das condições do escoamento, da taxa de transporte e da composição do fundo (GARDE e RANGA RAJU, 1985).

3.3.3 Teoria baseada em conceitos de energia

No mesmo período em que foi deduzida a equação baseada em critérios probabilísticos, de Einstein, outra teoria para determinar a vazão de sedimentos foi desenvolvida, considerando agora princípios de energia (BAGNOLD, 1956, 1966).

BAGNOLD (1966) considerou a relação entre a taxa de energia disponível e a taxa de trabalho sendo feita pelo sistema no transporte de sedimento. Essa relação pode ser expressa como:

$$\begin{aligned} e_b \tau v &= i_b \text{tg} \phi, \\ e_b \omega &= i_b \text{tg} \phi, \quad (\text{kg s}^{-3}) \end{aligned} \quad (3.45)$$

onde i_b é a taxa de transporte dinâmico, com dimensões e qualidade de trabalho feito, sendo o produto da força peso submerso por unidade de área de fundo vezes a velocidade média; o produto τv é a potência média do escoamento (*stream power*) ou potência disponível por unidade de área

de fundo (ω); ϕ é o ângulo de atrito e e_b é um coeficiente de eficiência que representa a razão entre o trabalho sendo feito e a energia disponível.

Isolando i_b , tem-se:

$$i_b = \frac{e_b \omega}{\text{tg } \phi}. \quad (\text{kg s}^{-3}) \quad (3.46)$$

A equação (3.46) é aplicável tanto para escoamento laminar como turbulento, sendo que para escoamento totalmente turbulento $e_b = f(v, d)$ (BAGNOLD, 1966).

3.3.4 Teoria baseada na forma do canal

Considerando que existe uma condição de não equilíbrio entre as partículas de sedimento no fundo do canal, esse fundo sofrerá uma degradação ou aggradação. EXNER¹¹, citado por GRAF (1984, p. 287-291) desenvolveu vários modelos matemáticos para estimar a taxa de incisão, sendo que a equação mais utilizada para determinar essa incisão é escrita como (TINNEY, 1962; DARBY e THORNE, 1996a; AZIZ e PRASAD, 1985; JAIN e PARK, 1989; BHALLAMUDI e CHAUDHRY, 1991; LEE e HWANG, 1994; PAOLA e SEAL, 1995):

$$(1 - p) \frac{\partial Z_b}{\partial t} + \frac{\partial q_s}{\partial x} = 0, \quad (\text{m s}^{-1}) \quad (3.47)$$

onde q_s é a vazão sólida total; p é a porosidade do material igual a $1 - \rho_s/\rho_p$, onde ρ_p é a massa específica das partículas e ρ_s é a massa específica do solo; Z_b é a cota do fundo e q_s ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) é a vazão de sedimentos totais.

A vazão sólida total (q_s) utilizada na equação (3.47), pode ser substituída pela vazão sólida por arraste (q_b), seja esta descrita em termos da tensão cisalhamento, em termos de energia ou probabilísticos.

3.3.5 Modelo de difusão das partículas em suspensão

Os métodos de descrição do transporte em suspensão dão a distribuição da concentração de sedimentos com a profundidade, dada uma concentração de referência. Os modelos analíticos

¹¹EXNER, F. M. Über die Wechselwirkung Zwischen Wasser und Geschiebe in Flüssen. *Setzungberichte der Akadem der Wissenschaften*, Wein, Heft 3-4, 1925.

desse modo de transporte podem ser subdivididos em: difusão, energia e estocástico, porém o modelo de difusão é o mais usado (RAUDKIVI, 1991).

O modelo de difusão das partículas em suspensão é baseado nos princípios de continuidade em que o sedimento é transportado: (a) pela velocidade média do fluido, processo chamado de convecção, (b) pela ação difusiva das flutuações da velocidade e (c) pelo seu próprio peso submerso (HAYAMI¹² citado por GARDE e RANGA RAJU (1985, p. 198-199):

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial(uc)}{\partial x} + \frac{\partial(vy)}{\partial y} + \frac{\partial(wz)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) + v_w \frac{\partial c}{\partial y}, \quad (3.48)$$

onde D_x , D_y e D_z são os coeficientes de difusão ao longo dos eixos x , y e z , respectivamente; u , v e w são as velocidades média nas três direções e c é a concentração do sedimento.

A equação de convecção-difusão (unidimensional) pode ser usada acoplada com a equação (3.47), ficando como (BORAH et al., 1982):

$$\frac{\partial Ac}{\partial t} + \frac{\partial Q_s}{\partial x} + (1-p)b \frac{\partial Z_b}{\partial t} = q_w, \quad (3.49)$$

onde Q é a vazão do escoamento ($m^3 s^{-1}$); c é a concentração mássica do sedimento em suspensão; Q_s é a vazão sólida dada pelo produto Qc ($m^3 s^{-1}$) e q_w é a vazão lateral de partículas de sedimentos.

Definindo $c = Q_s/Q$, considerando que q_w é igual a zero e substituindo estes termos na equação (3.49), tem-se:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} = - \frac{(1-p)b}{A} \frac{\partial Z_b}{\partial t}. \quad (3.50)$$

¹²HAYAMI, S. Hydrological studies on the Yangtze River, China II; The Teory of Silty Transportation by Running Water *Journal of Shanghai Science Inst. Sec. I*, v, 1, 1938.

4 EVOLUÇÃO MORFOLÓGICA DE SULCOS E VOÇOROCAS

Neste capítulo são apresentados alguns dos fatores que afetam a resistência dos agregados do solo e as principais equações para a determinação da taxa de desagregação das partículas do solo. Num segundo momento, são apresentadas algumas das tendências, para as quais o processo de erosão em sulcos ou voçorocas estão evoluindo, ou seja, considerando a variação tanto em largura como em profundidade.

4.1 ESTRUTURA E RESISTÊNCIA DO SOLO

A estrutura do solo pode ser definida como a heterogeneidade espacial de diferentes componentes ou propriedades do solo (DEXTER, 1988). Este termo não é completamente objetivo e expressa um conceito qualitativo que pode ser avaliado somente usando processos de medição diretos e indiretos (DÍAZ-ZORITA et al., 2002).

Qualitativamente, a estrutura do solo pode ser avaliada com base no tamanho, forma e grau, isto é, pelo grau de distinção entre as unidades de solo individuais (argila, silte e areia) e as unidades secundárias (estruturais) ou agregados (BAVER et al., 1972), assim como pela inter e intra adesão, coesão e estabilidade dessas partículas (DÍAZ-ZORITA et al., 2002). A medição quantitativa direta da estrutura do solo, ou seja, a distribuição do tamanho de agregados, da quantidade e distribuição do tamanho dos espaços porosos entre e dentro dos agregados, da estabilidade e resistência dos agregados, só pode ser avaliada em laboratório.

4.1.1 Unidades primárias do solo

As unidades primárias do solo são denominadas de fração argila, areia e silte. Estas frações não só diferenciam-se quanto ao tamanho (ver Tabela 2.1), mas, também, com relação as suas propriedades físico-químicas.

A fração argila é definida como uma fração ativa superficialmente, devido à predominância de minerais de argila ou aluminosilicatos (SPOSITO, 1989). A existência da troca de íons nesta fração depende do tipo de mineral de argila presente, ou seja: minerais de argila do tipo 2:1 (smectitas), mais comuns em regiões temperadas, terão o predomínio de cargas negativas permanentes e, minerais de argila 1:1 (caulinitas) e óxidos de ferro e alumínio, mais comuns em regiões de climas tropicais e subtropicais, terão cargas variáveis, dependentes do pH da solução (SPOSITO, 1989).

As cargas permanentes são o produto das substituições isomórficas nas estruturas dos minerais e sempre se manifestam em qualquer pH do solo. Esta carga é inerente ao material e pode também ser chamada de carga estrutural. As cargas variáveis são originadas da adsorção de íons na superfície dos colóides do solo, sendo a carga líquida determinada pelo íon adsorvido em excesso (H^+ ou OH^{-1}) (SPOSITO, 1989; FONTES et al., 2001).

As frações areia e silte não exibem atividades físico-químicas marcantes e podem ser consideradas o “esqueleto do solo” (BAVER et al., 1972). Entretanto, mesmo em solos de regiões tropicais, com predomínio de caulinita, a fração silte pode conter alguma carga, pela presença de óxidos de ferro e alumínio e outras impurezas (MELO et al., 2001a,b). A fração areia também possuirá carga se outros minerais, como micas e feldspatos, estiverem presentes (AL-SHAYEA, 2001).

4.1.2 Unidades secundárias ou estruturais do solo

Usualmente, materiais viscosos como os minerais de argila, ferro e alumínio hidratados, e muitos tipos de matéria orgânica (por exemplo, humus), são adsorvidos na superfície de grandes massas de partículas com alto conteúdo de água. Estas partículas tendem a coagular, resultando em um agregado (SPOSITO, 1989; MIYAZAKI, 1993).

As unidades estruturais ou agregados são *clusters* ou partículas organo-minerais que ocorrem naturalmente, resultantes da floculação (se o solo está inicialmente disperso) ou da quebra de massas coerentes maiores (MARTIN et al., 1955).

Tanto a dispersão como a floculação das argilas dependem da força gravitacional e das forças interpartículas, isto é, dos íons trocáveis associados com a argila, como ânions orgânicos, cátions (Al, Fe, Ca, Na e Mg) e polímeros orgânicos (TISDALL e OADES, 1982; SPOSITO, 1989), da concentração hidrogeniônica (pH) e da concentração da suspensão (MARTIN et al., 1955; SPOSITO, 1989).

A floculação é o fator básico para garantir a estrutura do solo (DEXTER, 1988) e pode ser determinada, experimentalmente, pelo PCZ (ponto de carga zero) do solo, ou seja, quando a carga líquida total da fase sólida se anula (SPOSITO, 1989).

Após a floculação, o agregado precisa manter-se estável para garantir uma boa estrutura do solo. Como as forças que mantêm os agregados juntos são mais fortes que as forças entre as partículas adjacentes, a unidade pode existir como uma entidade separada. Assim, uma unidade tende a ser estável, quando úmida, se as moléculas orgânicas estão fortemente adsorvidas, sendo que, tanto a posterior hidratação ou expansão e, conseqüentemente, o enfraquecimento das ligações (*slaking = incipient failure*) entre as partículas não ocorrem (MARTIN et al., 1955).

A estabilização dos agregados envolve agentes cimentantes ou agentes ligantes que podem ser inorgânicos, associações organo-mineral ou orgânicos (TISDALL e OADES, 1982), ou seja, dependem das propriedades físicas, químicas, mineralógicas e microbiológicas do solo (REICHERT et al., 2001).

Os principais agentes cimentantes que garantem a estabilização dos agregados são:

- bactérias e fungos (MARTIN et al., 1955) ;
- materiais orgânicos gelatinosos (MARTIN et al., 1955) ;
- partículas de argila (MARTIN et al., 1955); e
- matéria orgânica mais estável (ácidos húmicos) (PICCOLO e MBAGWU, 1990).

Ou seja, a estabilidade do agregado é devida a complexos de argila – matéria orgânica – metal polivalente (EDWARDS e BREMNER, 1967).

4.1.3 Conceito de resistência do solo

O arranjo das partículas primárias e secundárias, a quantidade e a qualidade de íons e de matéria orgânica, determinam a resistência do solo. Entretanto, o conceito de resistência pode ser empregado para se determinar a habilidade dos agregados do solo ou *soil cores* resistirem a uma determinada tensão aplicada (*shear strength*) (DEXTER, 1988; MULKHOLM et al., 2002) ou a habilidade dos agregados do solo resistirem ao enfraquecimento das ligações (*slaking*) e ação dispersiva da água (DEXTER, 1988; PICCOLO, 1996).

De acordo com o nível de resistência do solo ou dos seus agregados, pode-se classificar a estrutura do mesmo como “favorável” ou “desfavorável” a um determinado uso, assim como estabelecer critérios de uso. Um estrutura favorável, atingida por um bom manejo do solo, é aquela

que assegura o crescimento da planta e previne a erosão (PICCOLO, 1996).

Existem vários fatores que afetam a resistência do solo. Por exemplo, o conteúdo de umidade (KEMPER e ROSENAU, 1984), a mineralogia e a qualidade da água (BRADFORD e BLANCHAR, 1999; AL-SHAYEA, 2001), o tipo de solo e o tamanho do agregado (FREEBAIRN et al., 1991), a profundidade (HAKANSSON et al., 1988) e o grau de desenvolvimento do solo. Alguns tipos de solos exibem uma marcante diferença textural entre os horizontes A e B, enquanto outros (mais desenvolvidos pedogeneticamente), apresentam pouca variação. No primeiro caso, existirá uma grande diferença na resistência e na condutividade hidráulica na superfície e na subsuperfície do solo, enquanto no segundo caso, estes parâmetros são muito semelhantes. Essas características contribuem para as diferenças das taxas de erosão entre os solos.

O fator básico responsável pela resistência do solo é a resistência ao atrito entre suas partículas ou entre seus agregados. Esta resistência é chamada de coesão. A natureza das forças coesivas é extremamente complexa e é composta de duas partes distintas (MITCHELL, 1976):

- coesão verdadeira e
- coesão aparente.

4.1.4 Coesão verdadeira

A coesão verdadeira independe de haver uma tensão aplicada e engloba, principalmente, as propriedades químicas e mineralógicas das argilas, as forças de atração eletrostáticas e eletromagnéticas (forças de van der Waals) e os agentes cimentantes (por exemplo, óxidos hidratados de ferro e alumínio, calcita, sílica, argila, substâncias húmicas hidrofóbicas) (BAVER et al., 1972; MITCHELL, 1976; VARGAS, 1978; CAPUTO, 1969; PICCOLO e MBAGWU, 1990; BRADFORD e BLANCHAR, 1999).

a) Natureza das ligações envolvidas na coesão verdadeira

A despeito da complicada forma e estrutura dos colóides do solo, eles ainda estão sujeitos a forças geradas por suas propriedades de massa e carga elétrica. As propriedades de massa dão origem as forças gravitacional e de van der Waals, enquanto as propriedades de carga dão origem as forças eletrostáticas (SPOSITO, 1989). Com exceção da força gravitacional, que é criada simplesmente pelo campo gravitacional da Terra, as demais são forças interpartículas, já que atuam

entre os colóides, atraindo-os ou repelindo-os (SPOSITO, 1989).

As forças de van der Waals são geradas pela mútua influência do movimento de elétrons dos átomos, são sempre atrativa, independem da qualidade da água e atuam entre todas as unidades da matéria (PARTHENIADES, 1971). Como a adsorção das moléculas de água pelas superfícies das argilas depende da natureza da superfície mineral e dos cátions trocáveis associados, ela ocorre em virtude das forças de van der Waals e das pontes de hidrogênio (BAVER et al., 1972).

As forças de van der Waals diminuem rapidamente com a distância, assim, para serem efetivas, as partículas devem estar muito próximas umas das outras. É a principal causa da floculação das partículas. Já as pontes de hidrogênio, ocorrem quando um átomo de hidrogênio é fortemente atraído por 2 outros átomos. Esta ligação é muito mais forte que as forças de van der Waals e tem pouca importância para a floculação. Entretanto, ela fornece a ligação entre as lâminas de argila da caulinita (PARTHENIADES, 1971).

Por exemplo, minerais de argila como a caulinita são ligados por pontes hidrogeniônicas, o que limita sua expansão e exposição das superfícies internas (SPOSITO, 1989; FONTES et al., 2001). O mesmo não acontece com argilas do grupo das smectitas, onde o comportamento da água depende do cátion adsorvido e da localização da substituição isomórfica em sua estrutura (SPOSITO, 1989).

Basicamente, a atração eletrostática é devida às cargas negativas das superfícies dos minerais de argila ou das substância húmicas, atraindo as cargas positivas presentes nos óxidos de ferro e alumínio, aos metais polivalentes, à água e, também, aos minerais de argila. É uma ligação de caráter iônico, onde não existe nenhuma reação química, responsável pela CTC (Capacidade de Troca Catiônica) e CTA (Capacidade de Troca de Ânions) do solo.

Essas ligações são muito mais fracas que as pontes de hidrogênio e as forças de van der Waals e podem ser facilmente quebradas (PARTHENIADES, 1971). Uma partícula de argila idealizada por uma fina lâmina retangular será rodeada dos dois lados por uma camada difusa de íons de cargas opostas à sua, cujas posições são determinadas pelo balanço da atração eletrostática e atividade térmica dos íons. Esta camada é denominada de dupla camada difusa e tem uma papel dominante nas propriedades mecânicas da suspensão e deposição das argilas (PARTHENIADES, 1971).

Devido ao movimento browniano ou qualquer forma de agitação, duas partículas eventualmente aproximam-se uma da outra suficientemente perto para que aja a interação da dupla camada difusa. Esta interação causa mudanças na distribuição dos cátions na dupla camada difusa de am-

bas as partículas. O resultado desta interação será determinado pelos potenciais das forças de van der Waals e forças elétricas (PARTHENIADES, 1971).

A espessura da dupla camada difusa é influenciada pela valência dos cátions e sua concentração no fluido. Por exemplo, a substituição de cátions mono ou bivalentes resultará na diminuição da dupla camada difusa pela metade. O aumento da concentração de cátions no fluido reduz a tendência difusiva dos cátions, desde que esta tendência aumente fortemente com o gradiente de concentração. Quando a concentração é suficiente alta, o potencial líquido tem uma inclinação continuamente positiva e o efeito líquido das partículas é a atração, neste caso, a floculação ocorre (PARTHENIADES, 1971).

b) Natureza da retenção de água nas partículas do solo

Ao menos, uma ou duas camadas moleculares de água são adsorvidas pelas partículas do solo. Enquanto as forças de van der Waals são parcialmente elétricas e gravitacionais, e são maiores próximas à superfície da partícula, as pontes de hidrogênio estendem-se além da camada primária de moléculas adsorvidas. A natureza polar da água promove ligações fortes entre as moléculas de água e a superfície da argila e as pontes de hidrogênio são uma importante força que mantém a água na superfície da partícula e nos espaços porosos. Assim, a água está presente dentro do perfil do solo em películas ou na superfície das partículas, em interstícios entre as partículas e dentro dos poros do solo (BAVER et al., 1972).

A camada de água adsorvida próxima das partículas sofre pressões colossais e encontra-se em estado sólido. A mais distante tem, simplesmente, alta viscosidade, embora esteja imobilizada pelas peças atrativas. Essas camadas de água adsorvidas contribuem para aumentar a ligação entre as partículas, a qual depende da natureza mineralógica da fração argila presente, dos íons adsorvidos na superfície da partícula e da existência de um espaçamento adequado entre as partículas (VARGAS, 1978).

Com respeito a viscosidade das partículas coloidais, estas podem ser classificadas como hidrófilas ou hidrofóbicas. Os colóides hidrófilos são caracterizados por uma alta viscosidade e os hidrofóbicos não possuem uma viscosidade apreciavelmente diferente do meio em que estão dispersos. As argilas possuem as propriedades de colóides hidrófilos, por causa de sua hidratação, já sua sensibilidade a eletrólitos é uma característica hidrofóbica (BAVER et al., 1972).

O aumento da viscosidade de um sistema coloidal depende do volume total das partículas.

Assim, um agregado coloidal contém água entre suas partículas, o que aumenta o seu volume. Dessa maneira, os agregados em suspensão possuirão maior viscosidade do que aquele que contém o mesmo número de partículas em um estado disperso, já que em tal estado essas partículas não adsorvem películas de água (BAVER et al., 1972), ou seja, são estáveis. O processo pelo qual uma suspensão coloidal torna-se instável é a coagulação (SPOSITO, 1989).

c) Influência dos agentes ligantes na estabilidade dos agregados

As características hidrofóbicas ou hidrófilas dos agregados dependem da quantidade e qualidade dos agentes ligantes (cimentantes) e podem dar um indicativo da estabilidade destes agregados. Segundo alguns autores, o papel estabilizador da matéria orgânica, como agente ligante, é devido à diminuição da velocidade da entrada da água nos agregados pelo aumento das formas hidrofóbicas (PICCOLO, 1996).

Entretanto, a quebra dos agregados, principalmente, nas camadas superficiais do solo quando rapidamente umedecido é comum, e ocorre em uma grande gama de solos, onde os agregados não são fortes o bastante para resistirem às pressões do ar que entram nos capilares ou às pressões devidas à expansão (TISDALL e OADES, 1982; KEMPER e ROSENAU, 1984). Essas pressões causam a instabilidade desses agregados que podem ser dispersos como partículas de argila individuais (TISDALL e OADES, 1982).

Em regiões de clima tropical, onde ocorre o predomínio da caulinita e óxidos de ferro e alumínio, estes atuam como agentes ligantes nos agregados. Já em climas de regiões temperadas, onde predominam argilas do grupo das smectitas, expansíveis, como a montmorilonita, estas dependem de cátions polivalentes no complexo de troca para que a estabilidade dos agregados seja mantida, já que essas argilas não apresentam CTA. Entretanto, resultados demonstram que mesmo cátions monovalentes podem contribuir para essa estabilidade (SHAINBERG et al., 1994; BRADFORD e BLANCHARD, 1999).

Cátions polivalentes como Ca^{+2} , Fe^{+3} e Al^{+3} são capazes de manter a neutralidade na superfície por neutralizarem tanto as cargas negativas das argilas como dos grupos funcionais da matéria orgânica (por exemplo, COO^{-1}).

Tanto os óxidos de ferro e alumínio como os cátions polivalentes e o grau de humificação da matéria orgânica são responsáveis pela estabilidade dos agregados do solo. Essa estabilidade é provavelmente um dos fatores mais importantes que governam a erodibilidade dos solos (PICCOLO

e MBAGWU, 1990; SHAINBERG et al., 1994; BRADFORD e BLANCHAR, 1999; REICHERT et al., 2001). Por exemplo, os agentes ligantes de microagregados ($< 0,25$ mm) consistem de complexos de argila – matéria orgânica – metal polivalente (EDWARDS e BREMNER, 1967). Esses agregados não são destruídos por práticas agrícolas (TISDALL e OADES, 1982). Já agregados $> 2,0$ mm são mantidos juntos por uma fina rede de raízes e hifas e sua estabilidade é controlada por práticas agrícolas (TISDALL e OADES, 1982).

Na hierarquia dos agregados do solo, os microagregados não são só os blocos construtores de macroagregados ($> 0,25$ mm) os quais, com o aumento de tamanho, garantem o melhoramento da qualidade física do solo, mas a estrutura em que a matéria orgânica incorporada é protegida contra a degradação microbiana (PICCOLO, 1996).

Por exemplo, a estabilidade dos agregados de 0,050 mm a 0,50 mm foi atribuída às propriedades hidrofóbicas da matéria orgânica (COUGHLAN et al., 1973). Os mesmos resultados foram obtidos para agregados de 0,050 mm a 0,25 mm, onde a estabilidade mostrou uma significativa correlação com os ácidos húmicos e não com o total de matéria orgânica adicionada (PICCOLO e MBAGWU, 1990). Estes resultados mostram que a persistente estabilização dos agregados é causada por um aumento da fração de matéria orgânica estável, semelhante às substâncias húmicas, e que a menor acidez e a maior fração húmica hidrofóbica são responsáveis pela estabilidade dos agregados (PICCOLO e MBAGWU, 1990).

Entretanto, como foi comentado no item 4.1.3, a estabilidade dos agregados pode ser causada pela habilidade dos mesmos resistirem a uma determinada tensão aplicada ou ao enfraquecimento das ligações (*slaking = incipiente failure*) e ação dispersiva da água. Ou seja, considerando especificamente a resistência do solo à erosão (na interface solo–água) existem duas correntes distintas para determiná-la (NEARING et al., 1988; SHAINBERG et al., 1994; BRADFORD e BLANCHAR, 1999):

- baseada em métodos que consideram o critério de ruptura (*shear strength*); e
- baseada nos processos físico-químicos do solo.

Pesquisas recentes apontam que os métodos convencionais para a determinação da resistência do solo à erosão, levando em consideração o critério de ruptura (*shear strength*) (*cone penetrometer*, *shear vane*, *torsional shearbox* e métodos diretos), não podem medir as propriedades superficiais do solo com a resolução necessária, e os parâmetros não são suficientes para explicar a dinâmica mecânica durante a erosão do solo pela água (ZHANG et al., 2001). Isso tem

levado pesquisadores a desenvolverem novas metodologias para medir a resistência na interface solo-água (COLLIS-GEORGE et al., 1993; ZHANG et al., 2001). Entretanto, estas metodologias ainda precisam ser aperfeiçoadas para se tornarem metodologias-padrão.

Esses aspectos podem explicar a discrepância encontrada por alguns autores (NEARING et al., 1988, 1991a) entre a resistência do solo e a tensão de cisalhamento necessária para a desagregação. Estudos recentes, baseados nos processos físico-químicos do solo, sugerem que as forças de ligação entre as partículas de solo, na interface água-solo, são muito mais fracas do que as forças de tensão no seolo adjacente, já que as partículas não estão confinadas. Assim, as partículas estão livres para expandir ou dispersar, o que resulta em forças de coesão menores entre as partículas adjacentes (SHAINBERG et al., 1994). Além disso, a resistência do solo ao nível de saturação, que é o que comumente ocorre quando o solo está erodindo (BRYAN e ROCKWELL, 1998), é muito menor do que quando o solo não está saturado (AL-SHAYEA, 2001).

Isso abre a perspectiva para determinar os fatores que afetam a estabilidade dos agregados ao umedecimento e não a sua resistência a uma tensão aplicada como critério de erodibilidade dos solos, o que já é feito por alguns autores (SHAINBERG et al., 1994; BRADFORD e BLANCHAR, 1999).

Dentro dessa ótica, um pré-requisito para qualquer prática conservacionista é avançar no conhecimento da natureza do material húmico envolvido na microagregação, nos mecanismos de interação com os minerais do solo, na dinâmica do conjunto argila – complexo húmico – metal polivalente (PICCOLO, 1996; SHAINBERG et al., 1994; BRADFORD e BLANCHAR, 1999; NOVOTNY et al., 1999; NÈGRE et al., 2002) e nas interações entre as propriedades físico-químicas do solo superficial, assim como nas propriedades do fluido escoando.

4.1.5 Coesão aparente

A coesão aparente recebe este nome porque não depende da cimentação interpartículas ou ligações iônicas. Ela pode desenvolver-se no mínimo de duas maneiras: pela tensão capilar, a qual mantém as partículas juntas por sucção e pelas forças mecânicas aparentes, ou seja, pela geometria das partículas, quantificada pelo ângulo de atrito interno (MITCHELL, 1976; STATHAM, 1979).

O efeito da capilaridade pode ser compreendido como o de uma pressão temporária confinante envolvendo a massa da argila. Tal pressão confere ao solo uma resistência ao cisalhamento independentemente das pressões aplicadas, de agentes cimentantes ou da natureza da ligação molecular-

coloidal entre as partículas (VARGAS, 1978). A capilaridade causa a adesão entre a superfície das partículas do solo e a água, e quando o solo está saturado tanto a adesão como a tensão superficial são insignificantes (GAVANDE, 1973). Entretanto, em solos saturados e submetidos a uma sucção de 30hPa, por exemplo, as forças de adesão na superfície do solo podem ser da ordem de 10 a 300 Pa (ZHANG et al., 2001).

O ângulo de atrito interno (ϕ) usado na equação (3.22) expressa a resistência da partícula à remoção pelo escoamento. Ele varia com a forma, o tamanho e a orientação das partículas, assim como, com a razão de vazios e o arranjo das partículas que compreendem a superfície local do fundo (MITCHELL, 1976; KIRCHNER et al., 1990).

O coeficiente de atrito ($\tan \phi$) de um solo inclui não só o “atrito físico” entre suas partículas, mas também um “atrito fictício” proveniente do entrosamento de suas partículas. Entretanto, nos solos não há uma superfície nítida de contato, ao contrário, há uma infinidade de contatos pontuais (CAPUTO, 1969), o que dificulta sua determinação. Apesar disso, muitos autores determinam o coeficiente de atrito para solos saturado ou insaturados (ZHANG et al., 2001; AL-SHAYEA, 2001), ou para outras situações (KIRCHNER et al., 1990; WILLS et al., 2002).

Para solos com massa específica (ρ_s) entre 1.180 e 1.320 kg m⁻³ e conteúdos de argila de 0,106 a 0,482 g g⁻¹ saturados por 1 dia e submetidos a uma sucção de 30 hPa, os ângulos de atrito variaram de 43° a 52°, ou seja, os coeficientes de atrito variaram de 0,9° a 1,3° (ZHANG et al., 2001). Já no estudo de AL-SHAYEA (2001), o ângulo de atrito interno para solos com teores de argila de 0,30 a 0,40 g g⁻¹, com altos teores de smectita, caiu de 45° para 35° e 25°, respectivamente, com o aumento do conteúdo de água de 0 para 80%. Para solos menos argilosos, com 10 a 20% de argila, o ângulo de atrito não caiu abaixo de 35°. Esses resultados mostram o efeito lubrificante da água na diminuição do atrito entre as partículas.

Outro efeito que pode também diminuir o ângulo de atrito é a obstrução dos poros durante o transporte das partículas de sedimentos. Este efeito suaviza a superfície, diminuindo o ângulo de atrito. Eliminando a rugosidade da partícula ou da superfície, o ângulo de atrito pode diminuir de 10° a 15° (KIRCHNER et al., 1990).

WILLS et al. (2002) consideraram em seu estudo que materiais iniciam a mover-se sob a ação do vento, mais especificamente tufões, se a carga do vento excede o produto de seu peso e o coeficiente de atrito. Para materiais soltos (pedras e pedaços de madeira sobre o solo), os autores consideraram que o coeficiente de atrito é da ordem de 1,0 e para materiais fixos (pedras e madeira

em reentrâncias do solo), deve ser maior que 1,0. Embora esses resultados pareçam ser bastante “grosseiros”, estão dentro dos limites encontrados por ZHANG et al. (2001).

Pelo exposto, pode-se concluir que a resistência das partículas do solo, quantificada pelas forças coesivas verdadeiras ou aparentes, não são parâmetros claramente descritos ou facilmente determinados e não dependem somente da mineralogia do material ou do manejo do solo, mas das condições e do método de medição.

4.2 EQUAÇÕES UTILIZADAS PARA A DETERMINAÇÃO DA DESAGREGAÇÃO DE PARTÍCULAS COESIVAS

Neste seção são descritas as principais equações utilizadas para a determinação da taxa de desagregação das partículas, levando em conta a coesão dos solos. Essas equações são baseadas, principalmente, em princípios de energia e na tensão do escoamento, assim como baseadas em outras teorias.

4.2.1 Equações de desagregação baseadas na tensão de cisalhamento

As equações de transporte de partículas de sedimentos em canais de rios, baseadas na tensão de cisalhamento, foram adaptadas, décadas mais tarde, para estimar a taxa de desagregação das partículas do solo, em sulcos. A equação determinística (3.35) foi adotada em pesquisas de erosão de solos, em 1964, por MEYER, na forma:

$$D_r = k'_r (\tau - \tau_c)^{\beta'}, \quad (4.1)$$

onde D_r é a taxa de desagregação do solo ($\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$); k'_r é o parâmetro de erodibilidade do solo ($\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Pa}^{-1}$); β' é um coeficiente e τ_c é a tensão de cisalhamento crítica obtida através da correlação entre D_r e τ .

A equação (4.1) foi sendo alterada, ao longo do tempo, pelas suas diversas limitações e à necessidade de representar melhor o processo erosivo em sulcos. A primeira alteração foi feita com a finalidade de determinar a capacidade de transporte do escoamento, T_c , ou seja, a máxima carga das partículas do solo que o escoamento pode carregar. Com essa alteração, a equação (4.1) fica (FOSTER e MEYER, 1972a):

$$D_r = \eta (T_c - q_s), \quad (\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}) \quad (4.2)$$

onde T_c é a capacidade de transporte ($\text{g m}^{-1} \text{s}^{-1}$); η é um coeficiente de primeira ordem para a deposição, igual a $0,5v_w/q$; q é a vazão por unidade de largura e v_w é a velocidade de queda (FOSTER, 1982). Essa equação postula que a taxa de desagregação ou deposição (D_r) é proporcional a diferença entre a capacidade de transporte (T_c) e a vazão sólida (q_s) dada pelo produto qc , onde c é a concentração volumétrica da partícula sólida.

De acordo com a equação (4.2) a deposição ocorrerá quando a concentração de sedimentos atingir a capacidade de transporte. Assim, à máxima taxa de desagregação, ηT_c é chamada de capacidade de desagregação, D_c . Dessa maneira, a equação (4.2) pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} D_r &= \eta T_c - \eta q_s, \\ D_r &= \eta T_c - \eta q_s \frac{T_c}{T_c}, \\ D_r &= D_c \left(1 - \frac{q_s}{T_c} \right), \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde D_c é igual a:

$$D_c = k'_r(\tau - \tau_c) \quad (\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}). \quad (4.4)$$

A capacidade de transporte, T_c , é determinada empiricamente e, dessa maneira, representada de diversas formas, como pode ser visto na Tabela (4.1).

TABELA 4.1 - CAPACIDADE DE TRANSPORTE, T_c .

| T_c | Referências |
|--|---------------------------|
| $\tau^{1,5} \propto \tau \propto (S_o q)^{2/3}$ | FINKNER et al. (1989) |
| $a(S_o q)^{5/3}$ | MEYER e WISCHMEIER (1969) |
| $\log_{10}(T_c) = A + \frac{B \exp[a + b \log(\omega)]}{1 + \exp[a + b \log(\omega)]}$ | NEARING et al. (1997) |

Embora o modelo acoplado dado pela equação (4.3) tenha algumas vantagens em relação a equação (4.1), como poucos parâmetros e facilidade de conduzir os processos de campo para

quantificar a desagregação e o transporte, e seja usado por vários autores (HIRSCHI e BARFIELD, 1988; ELLIOT e LAFLEN, 1993; HUANG e BRADFORD, 1993; ZHANG e HAAN, 1996; COCHRANE e FLANAGAN, 1996), segundo alguns autores esse modelo não representa os dados experimentais (HUANG et al., 1996; ZHU et al., 2001).

Com respeito ainda a equação (4.1), vários autores assumem uma relação linear entre a taxa de desagregação e a tensão de cisalhamento (FOSTER, 1982; GHEBREIYESSUS et al., 1994; KING et al., 1995; SHAINBERG et al., 1994; ROBINSON e HANSON, 1994; ZHANG e HAAN, 1996; FRANTI et al., 1996a; COCHRANE e FLANAGAN, 1996; HUANG et al., 1996; BRADFORD e BLANCHAR, 1999), ou seja, β' igual a 1. Já outros autores, assumem uma relação não linear (RAIS e ABIDI, 1989; LU et al., 1989; HANSON, 1990; STEIN e JULIEN, 1994), considerando que em solos coesivos é difícil definir τ_c com base em um movimento significativo, já que o movimento inicia gradualmente e não abruptamente em um limite específico. Outros autores (LU et al., 1989; HANSON, 1990) ainda consideram que definir τ_c com base na curva de regressão entre D_r versus τ pode não ser a maneira mais adequada, o que faz com que determinem D_r sem esse parâmetro, isto é:

$$D_r = k'_r \tau^{\beta'} \quad (4.5)$$

ou

$$D_r = k'_r \tau^1. \quad (4.6)$$

Com respeito a não linearidade ou linearidade entre D_r e τ , ZHU et al. (2001) analisaram diversos solos e concluíram que a equação linear pode ser usada para experimentos que possuam altos valores de τ e rampas longas. Esses autores consideram que a não linearidade entre τ e D_r pode estar associada com o tamanho das partículas, heterogeneidade do solo e processos associados com a mudança do escoamento de laminar para turbulento.

Outro fato que deve ser levado em conta é que a tensão de cisalhamento crítica varia, grandemente, dependendo das características físicas do solo, como dos teores de argila e silte. Por exemplo, para solos com teores de argila muito baixos (8%) a tensão de cisalhamento crítica (τ_c) variou de 0,71 a 1,45 Pa (BRADFORD e BLANCHAR, 1999). Já em solos com teores de argila e silte mais elevados, 21% e 73%, respectivamente, τ_c foi bem mais alta, cerca de 3,08 Pa (KING et al., 1995). Para um estudo realizado no Rio Grande do Sul-BR, em um Argissolo Vermelho-

Amarelo distrófico arênico, a tensão de cisalhamento crítica foi igual a 2,6 Pa (SCHÄFER et al., 2001).

A variação nas propriedades do solo faz com que as taxas de desagregação sejam também bastante distintas, sendo que para um solo com 8% de argila, a taxa de desagregação variou de 1,10 a 1,32 $\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$, quando foi aplicada uma vazão de 0,01 L min^{-1} (BRADFORD e BLANCHARD, 1999). Já nos solos com teores de argila mais elevados, a taxa de desagregação variou de 0,01 a 0,06 $\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$, para uma vazão de 11 a 57 L min^{-1} (KING et al., 1995). No estudo realizado no Rio Grande do Sul, para uma variação na vazão de 12 a 60 L min^{-1} , a taxa de desagregação variou de 1 a 120 $\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$ (SCHÄFER et al., 2001).

Outro parâmetro, assim como τ_c que precisa ser melhor entendido é k'_r , o qual apresenta também valores bastante variáveis. Na Tabela (4.2) estão alguns valores de k'_r citados na literatura. Na maioria dos trabalhos apresentados nesta tabela, os autores não deixam claro qual a velocidade ou vazão específica para a determinação de k'_r e isso dificulta a interpretação das variações mostradas nessa tabela. Aparentemente, k'_r vale para várias intensidades de vazão, ou seja, depende apenas das propriedades dos solos, como tamanho das partículas, classes de permeabilidade, estrutura e teor de matéria orgânica (WISCHMEIER et al., 1971).

TABELA 4.2 - VARIAÇÃO DE k'_r .

| k'_r $\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Pa}^{-1}$ | ρ'_s kg m^{-3} | τ_c $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ | Q L min^{-1} | Referências |
|--|---------------------------------|--|----------------------------|-----------------------------|
| 1,10 | 1200 | 1,3 | - | GHEBREIYESSUS et al. (1994) |
| 0,23 | 1400 | 4,0 | - | GHEBREIYESSUS et al. (1994) |
| 0,06 | 1580 | 0,5 | - | COCHRANE e FLANAGAN (1996) |
| 38,80 | 1650 | 0,5 | 0,04 | SHAINBERG et al. (1994) |
| 6,90 | 1650 | 0,7 | 0,2 | SHAINBERG et al. (1994) |
| 0,0122 | - | 3,1 | - | KING et al. (1995) |
| 0,00728 | - | 1,9 | - | KING et al. (1995) |

Estas dúvidas em relação a t_c e k'_r e o desejo de entender melhor o processo erosivo foram as principais motivações que levaram à elaboração desta tese.

4.2.2 Equações de desagregação baseadas em princípios de energia

Da mesma forma que as equações (3.34) e (3.36) foram adaptadas para estimar a taxa de desagregação das partículas do solo, baseada no princípio da tensão de cisalhamento crítica, a equação (3.46) foi, mais tarde, adaptada para determinar a taxa de desagregação das partículas do solo em sulcos (ROSE, 1985), e adotada por muitos pesquisadores na forma (ELLIOT e LAFLEN, 1993; KING et al., 1995; SCHÄFER et al., 2001):

$$D_r = \omega_r (\omega - \omega_c), \quad (\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}) \quad (4.7)$$

onde ω é a potência do escoamento igual ao produto τv e ω_r é o fator de erodibilidade ($\text{s}^{-2} \text{ m}^{-2}$).

Os estudos que comparam a determinação da taxa de desagregação pela potência do escoamento e pela tensão de cisalhamento, mostram que a primeira explica, ligeiramente, melhor a variabilidade da taxa de desagregação que a segunda (McISSAC et al., 1992; SHAINBERG et al., 1994; KING et al., 1995).

4.2.3 Equações de desagregação baseadas em outras teorias

Devido as dificuldades apresentadas para a determinação da taxa de desagregação das partículas do solo, de acordo com a tensão de cisalhamento, as tendências das equações desenvolvidas na última década visam um melhor entendimento dos processos relativos à coesão dos solos e de outros parâmetros hidráulicos envolvidos (NEARING et al., 1988; NEARING, 1991; NEARING et al., 1991a,b; SIDORCHUK, 1999; ZHANG et al., 2001).

A ênfase que vem sendo dada nos trabalhos recentes é que a taxa de desagregação deve incorporar a teoria de escoamento turbulento, a descrição dos solos em termos do tamanho dos agregados e as ligações entre esses agregados, assim como a interação entre a tensão do escoamento e à resistência do solo (NEARING, 1991; PICCOLO, 1996). Outro aspecto importante é a ênfase dada na determinação da taxa de incisão (FOSTER, 1982; LEWIS et al., 1994; FRANTI et al., 1996a; LEI et al., 1998; SIDORCHUK, 1999), assim como na taxa de alargamento (FOSTER, 1982; LEWIS et al., 1994; LEI et al., 1998; SIDORCHUK, 1999), tanto em sulcos como em voçorocas, o que talvez pode ser uma consequência do primeiro aspecto citado.

a) Critério com ênfase nas propriedades do escoamento

Não se pode falar, atualmente, do processo de erosão em sulcos sem fazer referência aos trabalhos de Nearing e colaboradores, que além de proporem um modelo de erosão bastante utilizado - *Water Erosion Prediction Project Technology - WEPP* (NEARING et al., 1989), têm sido a equipe de pesquisadores que mais se preocuparam na evolução do conhecimento relativo ao processo erosivo em sulcos. Não se pode deixar também de citar que esses autores têm como base as teorias desenvolvidas por WISCHMEIER e FOSTER.

Para propor uma nova teoria para determinar a taxa de desagregação das partículas de solo, NEARING et al. (1991a) concluíram que a taxa de desagregação não é uma função única da tensão de cisalhamento ou da potência do escoamento, já que, em seu estudo, a desagregação foi mais sensível a uma mudança na declividade do que à profundidade do escoamento.

Para determinar a resistência do solo à desagregação, NEARING et al. (1991a) usaram a técnica desenvolvida por NEARING et al. (1988), onde as amostras são formadas por compactação estática em células de tensão a um mesmo conteúdo de água e massa específica. Com a utilização dessa técnica, os resultados obtidos por NEARING (1991) para a resistência do solo à tensão, foram da ordem de 1000 Pa, enquanto que a tensão de cisalhamento variou de 0,5 a 2,0 Pa. A partir disso, NEARING (1991) formulou sua teoria baseada em uma função probabilística, onde a turbulência seria a causa da desagregação das partículas, ou seja:

$$D_r = K_n C P h^{1/2} S_f^{3/2}, \quad (\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}) \quad (4.8)$$

onde K_n é um coeficiente empírico determinado a partir de dados experimentais, C é o coeficiente de Chézy, P é probabilidade dos turbilhões causarem um evento de ruptura que desagregará o solo.

No modelo proposto por Nearing (1991), a desagregação não ocorre para cada evento turbulento, mas apenas para aqueles onde a tensão excede à resistência, o qual pode ser somente uma pequena fração (estimada por P) do número total de eventos. Ressalta-se que esse modelo é teórico, já que a frequência de turbilhões nunca foi medida em escoamento raso (NEARING, 1991).

Para comprovar essa teoria, NEARING e PARKER (1994) mediram a taxa de desagregação em escoamento laminar e turbulento, em níveis equivalentes de tensão de cisalhamento, com a hipótese de que na ausência de flutuações turbulentas a desagregação seria negligenciável. Entretanto, tanto num regime como no outro, a desagregação ocorreu em níveis de tensão de cisalhamento muito menores do que a resistência do solo, apesar de ter sido maior em escoamento turbulento.

Embora a teoria de NEARING (1991) seja inovadora e utilizada em estudos de erosão (NEARING et al., 1997; LEI et al., 1998; RIGHETTO e AKABASSI, 2000), SHAINBERG et al. (1994) sugerem que as forças de ligação entre as partículas do solo na interface água-solo são muito mais fracas do que as forças de tensão no solo adjacente, já que as partículas não estão confinadas. Assim, as partículas estão livres para expandir ou possivelmente dispersar, o que resulta em forças de coesão menores entre as partículas adjacentes. Os resultados apresentados por esses autores, sugerem que a desagregação depende das propriedades da interface água-solo e não das propriedades do solo adjacente. Dessa maneira, os métodos tradicionais de medição da resistência do solo podem não ser adequados para determinar a resistência do solo na superfície (ZHANG et al., 2001).

b) Critério com ênfase nas propriedades do solo

Como os efeitos erosivos provocados por voçorocas são mais difíceis de serem sanados do que os dos sulcos, já que elas não podem ser obstruídas como os sulcos, é dada maior atenção ao problema da incisão e do alargamento nestas, do que naqueles.

Embora a maioria das equações utilizadas determinem a taxa de desagregação ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$), SIDORCHUK (1999) desenvolveu uma equação para determinar o fluxo de partículas desagregadas (m s^{-1}). A princípio parece que a diferença é mínima, ou seja, é só multiplicar o fluxo pela massa específica do solo (ρ_s) para que se tenha a taxa, porém essa sutil diferença pode ser muito vantajosa. O fluxo das partículas do fundo foi definido como (SIDORCHUK, 1999):

$$E_b = k_c v \frac{\tau}{\tau_c}, \quad (\text{m s}^{-1}) \quad (4.9)$$

onde k_c é um parâmetro adimensional, obtido experimentalmente, sendo que para solos com coesão de 20 a 40 kPa, k_c é igual a $1,9 \cdot 10^{-6}$; v é a velocidade média do escoamento.

A tensão de cisalhamento crítica (τ_c) foi determinada de acordo com a equação (3.39).

4.3 EQUAÇÕES PARA A DETERMINAÇÃO DA EVOLUÇÃO MORFOLÓGICA EM SULCOS E VOÇOROCAS

Esta seção está subdividida em duas partes:

- b) equações para determinar a taxa de degradação do fundo, em sulcos e voçorocas;
- c) equações para determinar a taxa de alargamento das margens, em sulcos e voçorocas.

A diferença básica entre as equações que determinam a taxa de degradação do fundo está na determinação da taxa de desagregação, enquanto as equações que determinam a taxa de alargamento das margens apresentam maiores variações.

4.3.1 Variação da profundidade

A equação básica para se determinar a taxa de degradação do fundo, tanto em sulcos como em voçorocas, continua sendo a equação (3.47). Entretanto, o termo dq_b/dx não é calculado pelas equações desenvolvidas para canais de rios, já que nessas equações o efeito coesivo do material não está envolvido. Assim, o termo dq_b/dx foi substituído por D_r/ρ_s ou E_b , ou seja (FOSTER, 1982):

$$\frac{dq_b}{dx} = \frac{D_r}{\rho_s}, \quad (4.10a)$$

$$= E_b. \quad (4.10b)$$

FOSTER (1982) parece ter sido o primeiro pesquisador a utilizar a equação (4.10a) para determinar a taxa de incisão em sulcos, a qual é utilizada por vários autores (LEWIS et al., 1994; FRANTI et al., 1996a), os quais calculam D_r de acordo com a equação (4.1).

LEI et al. (1998) determinaram a taxa de incisão do sulco de acordo com a seguinte equação:

$$\frac{dZ_b}{dt} = - \frac{D_r \left(1 - \frac{cq}{T_c}\right)}{\rho_s}, \quad (4.11)$$

onde D_r é dada pela equação (4.8). Os demais parâmetros e variáveis já foram definidos. Essa equação engloba também o efeito da deposição.

Para determinar a taxa de incisão em uma voçoroca, SIDORCHUK (1999) utilizou a seguinte equação:

$$\frac{dZ_b}{dt} = \frac{-E_b + cv_w}{(1-p)}, \quad (4.12)$$

onde E_b foi calculado de acordo com a equação (4.9); c é a concentração mássica das partículas do solo; E_b é o fluxo das partículas do solo do fundo da voçoroca (m s^{-1}) e as demais variáveis já foram descritas.

Pode-se ver que tanto a equação (4.11) como a equação (4.12), englobam o efeito da deposição, porém com uma abordagem diferente.

4.3.2 Variação da largura

O trabalho pioneiro para determinar a taxa de alargamento das margens de um sulco foi realizado por FOSTER (1982), ou seja:

$$\frac{db}{dt} = \frac{2D_r}{\rho_s} = \frac{2k'_r(\tau - \tau_c)^{1,05}}{\rho_s}. \quad (4.13)$$

A equação (4.13) é utilizada por poucos autores (LEWIS et al., 1994). Utilizando outra metodologia para determinar a taxa de alargamento em sulcos, LEI et al. (1998) propuseram a seguinte igualdade:

$$b_1 v_1 h_1 = b_2 v_2 h_2, \quad (4.14)$$

onde v_1 e v_2 são as velocidades do escoamento; b_1 e b_2 são as larguras do sulco; h_1 e h_2 são as alturas do escoamento no início e no final do segmento de tempo da deposição, com:

$$\begin{aligned} v_2 &= v_1 + \frac{\partial v}{\partial t} \Delta t = v_1 + \Delta v, \\ b_2 &= b_1 + \frac{\partial b}{\partial t} \Delta t = b_1 + \Delta b, \\ h_2 &= h_1 + \frac{\partial h}{\partial t} \Delta t = h_1 + \Delta h, \end{aligned}$$

onde a profundidade de deposição do sedimento (ΔZ_b) contribui para a diminuição da profundidade de água (LEI et al., 1998), isto é:

$$h_2 = h_1 + \Delta Z_b, \quad (4.15)$$

onde $0 \leq \iota \leq 1$ é o coeficiente de diminuição da profundidade de água devido a deposição. A nova largura do sulco, b_2 é dada por:

$$b_2 = \frac{h_1 b_1}{h_1 + \iota \Delta Z_b}. \quad (4.16)$$

De acordo com a equação (4.16), no caso de deposição ($\Delta Z_b < 0$), b_2 será maior que b_1 , o que faz com que o modelo seja limitado a casos de alargamento do sulco pela deposição (LEI et al., 1998).

Já para a determinação da taxa de alargamento em voçorocas, SIDORCHUK (1999) utilizou a equação usada em análise de ajuste de equilíbrio de canais de rios (CHANG, 1986) conhecida, também, como teoria de regime (GRAF, 1984):

$$b = 3,0Q^{0,4}, \quad (4.17)$$

sendo que a vazão Q foi determinada através de medições. A fórmula geral da equação (4.17) é $b = \alpha Q^\beta$, onde α pode variar de 2,85 a 5,86 e β , de 0,44 a 0,55 (HEY e THORNE, 1986).

Com relação à forma do sulco, a maior parte dos pesquisadores assume a forma retangular (MOSLEY, 1974; ELLIOT et al., 1989; LEWIS et al., 1994; LAL e ELLIOT, 1994; KING et al., 1995; FRANTI et al., 1996a; COCHRANE e FLANAGAN, 1996; FENTIE et al., 1997; LEI et al., 1998; BJORNEBERG et al., 1999), enquanto outros, trapezoidal (ELLIOT et al., 1989; HAIRSINE e ROSE, 1992) e triangular (SHAINBERG et al., 1994). ELLIOT et al. (1989) observaram que o sulco pode assumir uma forma trapezoidal em solos de textura argilosa.

Em canais de rios ou voçorocas, a forma trapezoidal ou parabólica é comum quando o canal atinge um estado de equilíbrio (SIDORCHUK, 1999; GRAF, 1984).

Nota-se que tanto a equação (4.16) como a equação (4.17), não foram determinadas a partir de equações de balanço de massa e, embora, o efeito das propriedades do solo estejam incluídos, eles não estão explícitos. Isso não permite quantificar, separadamente, o efeito das propriedades do solo e das propriedades hidráulicas no alargamento das margens. Uma observação semelhante vale para a equação (4.13) onde o coeficiente k'_r pode incluir tanto propriedades hidráulicas, como relacionadas com a resistência do solo.

Dessa maneira, o objetivo principal desta tese é propor uma equação para determinar a taxa de desagregação através de uma equação baseada no equilíbrio de forças, onde possa-se separar os

efeitos da resistência do solo das propriedades hidráulicas do escoamento, ou seja, incluir explicitamente na equação as propriedades do solo, como massa específica, teor de argila e diâmetro dos agregados, ao invés de simplesmente considerar estas variáveis como empíricas.

5 CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS SOBRE O MODELO PROPOSTO

Neste capítulo estão reunidas as principais contribuições desta tese, ou seja, as equações diferenciais necessárias para a determinação da variação da largura e da profundidade do canal e uma equação para determinar o fluxo das partículas do solo.

Nas seções 5.2 e 5.3 são apresentadas as deduções das equações de conservação de massa para a degradação do fundo e para o alargamento das margens, para um sulco de seção retangular, respectivamente. E as deduções das equações para a determinação do fluxo das partículas do fundo são apresentadas na seção 5.4.

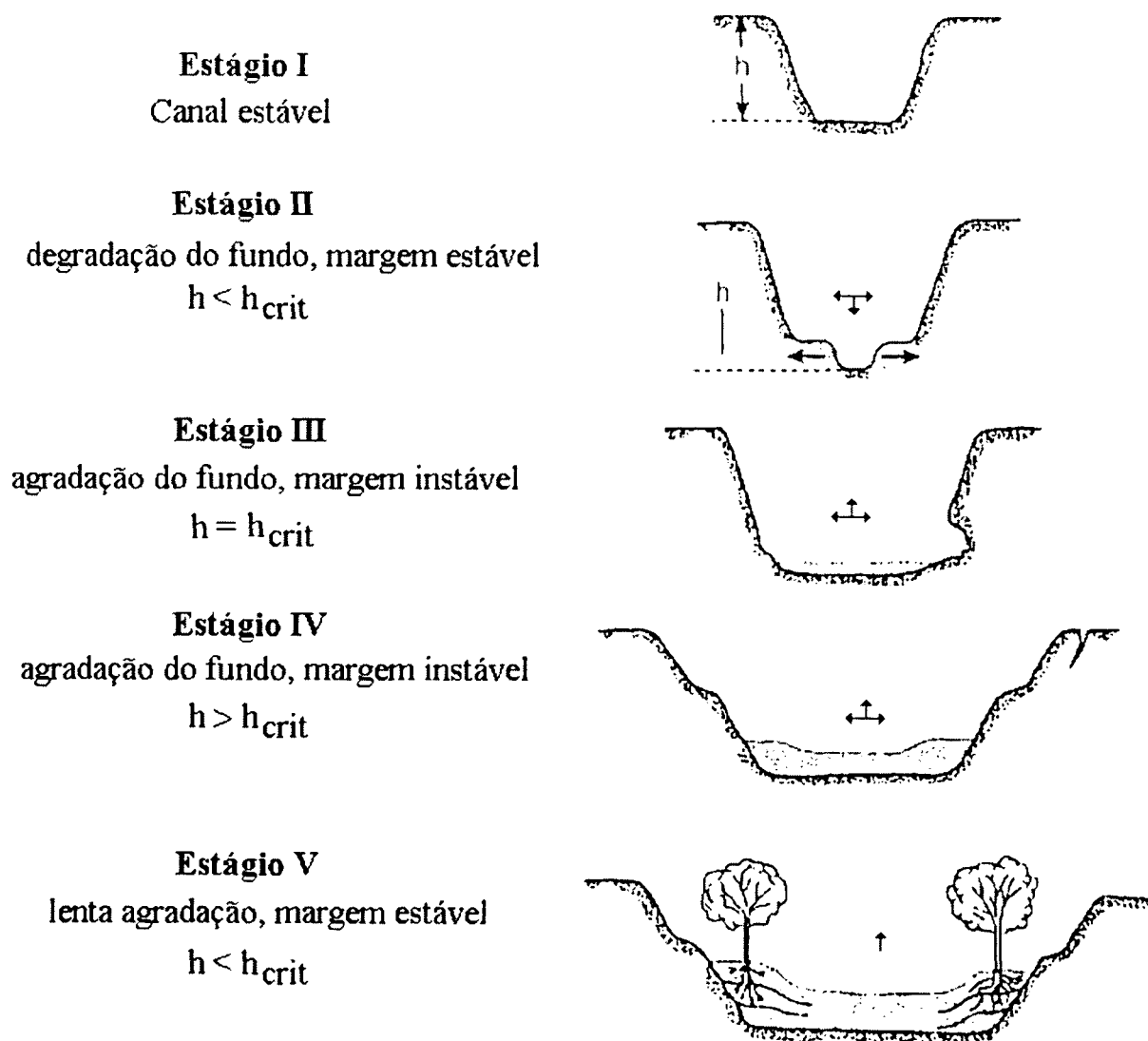
5.1 MODELOS CONCEITUAIS PARA ABORDAR O PROBLEMA DA INCISÃO DE CANAIS

Existem vários modelos conceituais para a evolução de canais incisivos. Na figura (5.1) está mostrado um desses modelos.

Para descrever, matematicamente, os estágios II e III mostrados na figura (5.1), são necessárias duas equações: uma para determinar a taxa de incisão e outra para determinar a taxa de alargamento das margens do canal.

Os estágios III e IV da representação mostrada na figura (5.1) evidenciam que o alargamento de um canal ocorre, também, em duas etapas: primeiro há uma degradação da parte inferior da margem para depois ocorrer a queda ou o deslizamento de toda margem. Esta tese se limita a representar apenas a primeira etapa.

FIGURA 5.1 - MODELO CONCEITUAL PARA A EVOLUÇÃO DE CANAIS INCISIVOS.



FONTE: Adaptado de WATSON et al (1986) citado por THORNE (1999)

5.2 EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DA MASSA PARA A DEGRADAÇÃO DO FUNDO

Para a formulação da equação da conservação da massa para as partículas do solo desagregadas do fundo, partiu-se das seguintes hipóteses:

- os efeitos de degradação não são negligenciáveis;
- a taxa de desagregação das partículas do fundo e das margens é a mesma;
- o escoamento apresenta energia suficiente para transportar todas as partículas desagregadas;

- a maior parte do material do fundo é composta por partículas que podem ser transportadas em suspensão;
- o fundo é composto por partículas do mesmo tamanho;
- não há fluxo subsuperficial.

A equação da conservação da massa para as partículas do solo, desagregadas do fundo, pode ser escrita como:

$$\frac{DM_b}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{v.c.} \rho_s dV_s + \iint_{s.c.} \rho_s (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS - \iint_{s.c.} \rho_s (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}) dS = 0, \quad (\text{kg s}^{-1}) \quad (5.1)$$

onde M_b é a massa das partículas desagregadas do fundo; ρ_s é a massa específica aparente do solo; V_s é o volume do solo; dS representa a área infinitesimal; e \mathbf{E} representa o fluxo das partículas do solo.

Para a dedução da equação (5.1) foi utilizado o volume de controle mostrado na figura (5.2), onde considerou-se que não há fluxo subsuperficial e escoamento unidimensional. Para simplificar a dedução, considerou-se apenas a variação da cota do fundo, deixando para determinar a variação da largura do sulco na próxima equação. Com essas simplificações, a equação da conservação de massa fica igual a:

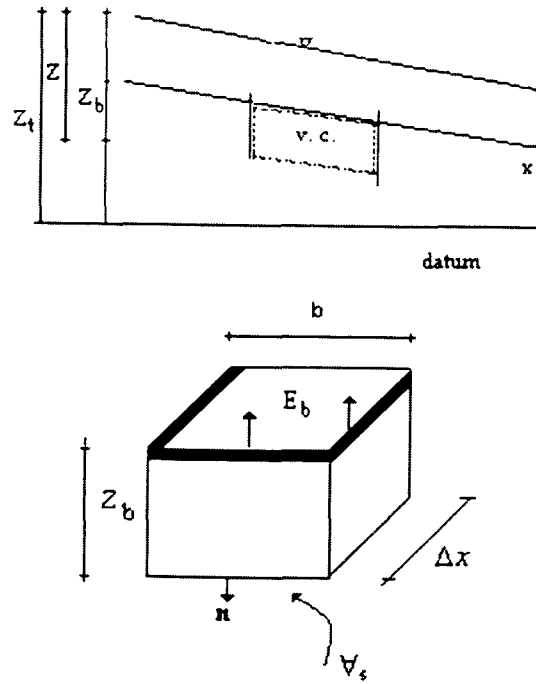
$$\rho_s \frac{\partial Z_b b (1 - p)}{\partial t} \Delta x = -\rho_s E_b b \Delta x, \quad (5.2)$$

onde E_b representa o fluxo das partículas do solo do fundo do canal.

Considerou-se na equação (5.2) que a porosidade (p) e a massa específica aparente do solo (ρ_s) são constantes. Após essas simplificações dividiu-se essa equação por Δx e, após aplicar o limite, obteve-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z_b b}{\partial t} &= -\frac{E_b b}{(1 - p)}, \\ b \frac{\partial Z_b}{\partial t} &= -\frac{E_b b}{(1 - p)}, \\ \frac{\partial Z_b}{\partial t} &= -\frac{E_b}{(1 - p)}. \quad (\text{m s}^{-1}) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Com a equação (5.3) pode-se determinar a diminuição da cota do fundo devido ao fluxo das partículas do fundo do canal. Cabe lembrar que está sendo negligenciado o efeito da deposição nesta equação.

FIGURA 5.2 - VOLUME DE CONTROLE PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial Z_b/\partial t$.

5.3 EQUAÇÃO DE CONSERVAÇÃO DA MASSA PARA A VARIAÇÃO DAS MARGENS

A fim de determinar a variação da largura do sulco com o tempo ($\partial b/\partial t$), desenvolveu-se uma equação acessória, na qual determinou-se a variação das margens com o tempo ($\partial B_m/\partial t$) devido ao fluxo das partículas dessas margens (E_m).

A equação da conservação da massa para as partículas do solo desagregadas das margens é:

$$\frac{DM_m}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{v.c.} \rho_s dV_s + \iint_{s.c.} \rho_s (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS - \iint_{s.c.} \rho_s (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}) dS = 0, \quad (\text{kg s}^{-1}) \quad (5.4)$$

onde M_m é a massa das partículas desagregadas das margens.

Considerando que não há fluxo líquido nas margens, ou seja, desprezando o efeito da saturação do solo e considerando que o escoamento é unidimensional, o balanço da massa da equação (5.4), de acordo com o volume de controle mostrado na Figura (5.3), fica igual a:

$$\rho_s \frac{\partial B_m Z_t (1-p)}{\partial t} \Delta x = -\rho_s 2E_m Z_t \Delta x, \quad (5.5)$$

onde E_m representa o fluxo das partículas do solo da margem do sulco; B_m é a largura de uma das margens do sulco; Z_t é a cota total do sulco (a altura do escoamento é determinada pela diferença entre a cota da superfície (Z) e a cota do fundo (Z_b)). Multiplicou-se o fluxo das partículas do solo por dois, já que se considerou os dois lados da margem.

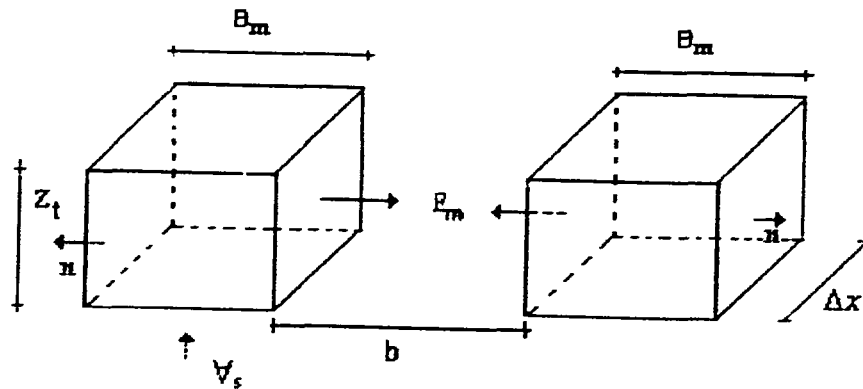
Assumiu-se na equação (5.5) que p e ρ_s são constantes. Após essas simplificações, dividiu-se esta equação por Δx e, após aplicar o limite, obteve-se:

$$\begin{aligned} Z_t \frac{\partial B_m}{\partial t} &= -\frac{2E_m Z_t}{(1-p)}, \\ \frac{\partial B_m}{\partial t} &= -\frac{2E_m}{(1-p)}. \quad (\text{ms}^{-1}) \end{aligned} \quad (5.6)$$

A partir da equação (5.6) pode-se deduzir que o aumento da largura do sulco ocorre devido ao fluxo das partículas do solo das margens (B_m) com o tempo, ou seja:

$$\begin{aligned} \frac{\partial b}{\partial t} &= -\frac{\partial B_m}{\partial t}, \\ \frac{\partial b}{\partial t} &= \frac{2E_m}{(1-p)}. \quad (\text{ms}^{-1}) \end{aligned} \quad (5.7)$$

FIGURA 5.3 - VOLUME DE CONTROLE PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial B_m / \partial t$.



5.4 FLUXO DAS PARTÍCULAS DO SOLO DO FUNDO E DAS MARGENS DO CANAL

Para a solução das equações (5.3) e (5.7), determinou-se os fluxos das partículas do fundo e das margens, E_b e E_m , respectivamente. Devido à falta de dados experimentais considerou-se que $E_b = E_m$, embora saiba-se que estes fluxos serão diferentes, por exemplo, se a massa específica do solo variar com a profundidade.

Obviamente, sabe-se que propor uma equação que represente fisicamente o fluxo das partículas do fundo e a suspensão destas partículas para o campo de escoamento do fluido a partir de um escoamento unidimensional é uma simplificação bastante grande. Mas, tendo como hipótese que esta simplificação pode ser feita, considerando que as forças que atuam sobre a partícula no sentido do escoamento são mais importantes que as que atuam perpendicularmente, este processo foi representado com base no balanço das forças de inércia e resistência que atuam sobre a partícula no sentido horizontal do escoamento.

Para a determinação do fluxo das partículas do solo baseou-se na fórmula básica, proposta por SIDORCHUK (1999), dada pela equação (4.9). Entretanto, na equação proposta nesta tese apresentou-se uma interpretação diferente para o coeficiente k_c e τ_c , assim como uma razão adimensional alternativa, para τ/τ_c , baseada no balanço entre as forças de resistência e as forças que promovem o movimento.

Assumiu-se que o fluxo das partículas tem início de acordo com o seguinte balanço de forças:

$$\begin{aligned} F_d + F'_g \sin \alpha &= F'_g \cos \alpha \operatorname{tg} \phi, \\ F_d &= F'_g (\operatorname{tg} \phi - \operatorname{tg} \alpha), \\ F_d &= F'_g \alpha_f, \end{aligned} \quad (5.8)$$

onde $\operatorname{tg} \phi$ é o coeficiente de atrito e $\operatorname{tg} \alpha$ é a declividade do canal.

Assim, em analogia a equação (4.9), o fluxo das partículas do fundo fica igual a:

$$E_b = k_c v \frac{F_d}{F'_g \alpha_f}. \quad (\text{ms}^{-1}) \quad (5.9)$$

Considerando que se pode calcular a massa da partícula (m_b) como $(\rho_p - \rho_a)\pi d^3/6$ e a área da partícula (A_p) como $\pi d^2/4$, tem-se que:

$$F_d = \frac{C_d}{2} u_a^2 \rho_a \frac{\pi d^2}{4}, \quad (5.10a)$$

$$F'_g = (\rho_p - \rho_a) g \frac{\pi d^3}{6}. \quad (5.10b)$$

Assim, a equação (5.9) fica igual a:

$$\begin{aligned} E_b &= k_c v \frac{\frac{C_d}{2} u_a^2 \rho_a \frac{\pi d^2}{4}}{(\rho_p - \rho_a) g \frac{\pi d^3}{6} \alpha_f}, \\ &= k_c v \frac{3}{4} \frac{\rho_a}{(\rho_p - \rho_a)} \frac{u_a^2 C_d}{d g \alpha_f}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Como foi discutido na seção (3.2) a velocidade característica (u_a) pode representar a velocidade ao nível da partícula (u_b), a qual foi considerada, neste estudo, igual a velocidade média do escoamento (v).

A fim de juntar os termos referentes à resistência do solo em uma única variável, foi denominado de k_f a razão entre k_c e α_f .

Com essas definições e simplificações, E_b pode ser descrito como:

$$\begin{aligned} E_b &= k_f v \frac{3}{4} \frac{\rho_a}{(\rho_p - \rho_a)} \frac{v^2 C_d}{d g}, \\ &= k_f v \frac{3}{4} \frac{\rho_a}{(\rho_p - \rho_a)} Fr_d^2 C_d \end{aligned} \quad (5.12)$$

onde Fr_d^2 é o número de Froude ao quadrado referente à forma da partícula.

Conforme foi enfatizado na revisão bibliográfica, a determinação de τ_c por um único valor é uma das desvantagens da teoria baseada na tensão de cisalhamento. Considerando que τ_c varia não só com as propriedades hidráulicas do escoamento, mas com as características físicas da partícula e que as diversas teorias para determinar o movimento das partículas (baseadas na tensão de cisalhamento, energia e probabilidade) são equivalentes, assumiu-se que o termo adimensional referente à desagregação, τ/τ_c , dado pela equação (4.9), pode ser da mesma ordem que o termo F_d/F'_g definido pelas equações (5.10a) e (5.10b).

Assim, pode-se ter uma relação direta entre a tensão de cisalhamento crítica e o diâmetro das partículas e assumir que a tensão de cisalhamento crítica não é dada por um único valor. Dessa igualdade, tem-se que:

$$\frac{\tau}{\tau_c} = \frac{3}{4} \frac{\rho_a}{(\rho_p - \rho_a)} Fr_d^2 C_d \quad (5.13)$$

que após isolar τ_c , tem-se que:

$$\tau_c = \frac{4\tau}{3} \frac{(\rho_p - \rho_a)}{\rho_a} \frac{1}{Fr_d^2 C_d} \quad (5.14)$$

e a equação (5.11) pode ser reescrita como:

$$E_b = k_f v \frac{\tau}{\frac{4\tau(\rho_p - \rho_a)dg}{3\rho_a v^2 C_d}} \quad (5.15)$$

Com a equação (5.14) pode-se calcular a tensão de cisalhamento crítica com base nas variações das propriedades hidráulicas do escoamento e do diâmetro das partículas. Esta variação será importante quando forem considerados fundos com tamanhos de partículas diferentes ou rugosidade variável. Esta equação está de acordo com o pressuposto dado por KIRCHNER et al. (1990) de que a tensão de cisalhamento crítica varia não só espacialmente pela variação da rugosidade do fundo de local para local, mas, também, pelas flutuações temporais da tensão de cisalhamento aplicada.

5.4.1 Determinação dos coeficientes de resistência k_f , α_f e C_d

Nesta seção foram definidos os coeficientes k_f , α_f e C_d . Estes coeficientes expressam as forças de resistência do solo à erosão.

Para a determinação da resistência do solo partiu-se das seguintes hipóteses:

- que a coesão aparente pode ser determinada apenas pela variação do coeficiente de atrito, desconsiderando-se o efeito da capilaridade da água, já que o solo está saturado;
- que o valor absoluto do teor de argila dá um indicativo da maior ou menor coesão verdadeira, independente da sua mineralogia ou carga, a qual é determinada, indiretamente, pelo tamanho do agregado;
- que a coesão do solo é homogênea.

Assim, a resistência da partícula do solo à desagregação deve-se ao ângulo de atrito, ao teor de argila, ao diâmetro dos agregados, assim como a sua massa específica e porosidade.

a) Coeficiente de arraste - C_d

O coeficiente de arraste atua em um nível acima do centro da partícula, um deslocamento que depende de Re_{*p} , o qual é proporcional à razão entre o diâmetro da partícula e o tamanho da subcamada viscosa potencial no fundo (KOMAR e LI, 1988).

Como não se sabe qual a viscosidade próxima ao fundo, já que não foram feitos experimentos para determiná-la, considerou-se que C_d pode ser expresso como:

$$C_d = \frac{24}{Re_{*p}}, \quad (5.16)$$

cujas variações do valor 24, de $\pm 20\%$ e $\pm 40\%$, foi considerada na análise de sensibilidade. Entretanto, esta viscosidade pode e deve ser medida e considerada quando experimentos forem feitos.

b) Coeficiente k_f

Considerou-se que o coeficiente k_f representa a estrutura do solo, ou seja o arranjo das partículas do solo. Neste arranjo estão incluídos os efeitos do coeficiente de atrito ($\tan \phi$), da declividade do canal ($\tan \alpha$) e as principais propriedades físicas do solo responsáveis pela coesão, ou seja:

$$k_f = f\{\tan \phi, \tan \alpha, \text{teor de argila, porosidade, massa específica do solo}\}. \quad (5.17)$$

Com base nisso, foi determinada uma expressão intuitiva para k_f , dada pela razão entre o teor de argila e a massa específica do solo (a qual dá um indicativo da composição do solo) vezes a eficiência que os agregados do solo tendem a ficar unidos (α_f) e a porosidade do solo, ou seja:

$$k_f = \frac{\text{teor de argila}}{\rho_s^*} \frac{1}{\alpha_f p\%}, \quad (5.18)$$

onde o teor de argila é dado em $g\ g^{-1}$; ρ_s^* é um valor adimensional igual a ρ_s/ρ_{uni} , sendo que ρ_{uni} representa um valor unitário da massa específica do solo ($kg\ m^{-3}$).

Dessa maneira, o coeficiente k_f dá um indicativo da leveza relativa do material a ser transportado, pela relação entre o teor de argila e a massa específica do solo, considerando que o produto do coeficiente de atrito e da porosidade do solo representam o arranjo dos agregados e a eficiência que os mesmos têm de ficar unidos, ou resistiram ao cisalhamento. Sua variação depende das propriedades físicas do solo e do coeficiente α_f .

O coeficiente k_f é melhor interpretado quando a massa específica do solo, o teor de argila e a porosidade forem comparados com o efeito do tamanho do agregado na relação F_d/F'_g .

Por exemplo, em solos arenosos os agregados normalmente são menores do que em solos argilosos, devido ao fato de terem menos cargas para manter as partículas unidas. Estes agregados oriundos de solos arenosos, normalmente, são mais pesados (ou seja, apresentam maior massa específica e menor porosidade) o que compensa o menor tamanho. A interpretação inversa é dada para agregados com teores de argila maiores.

Essa interpretação pode ser generalizada para outras situações, partindo-se da constatação de que na natureza não existe nada unilateral, muito pelo contrário, há sempre um efeito compensatório para diminuir a entropia, que no caso deste estudo, é representada pela erosão ou degradação dos solos.

c) Coeficiente α_f

Como foi apresentado na revisão bibliográfica, o coeficiente de atrito diminui com o aumento da saturação do solo (AL-SHAYEA, 2001). Mas, considerando que a rugosidade da superfície de solos mais argilosos é maior do que a de solos arenosos, isto deve contribuir para a ocorrência de ângulos de atrito maiores naqueles do que nestes, e esta diferença pode ser da ordem de 10° a 15° (KIRCHNER et al., 1990).

Assim, considerou-se que em solos com teores de argila $\leq 15\%$, mais arenosos, $\alpha_f = 1,0$, e em solos com teores de argila maiores que 15% , $\alpha_f = 1,5$.

Para a análise de sensibilidade, foi considerada uma variação de $\pm 20\%$ e $\pm 40\%$ desses valores.

Dessa maneira, pode-se determinar o fluxo das partículas do solo com a equação (5.12), sendo que k_f foi definido pela equação (5.18).

Com a definição de τ_c dada pela equação (5.14), pode-se determinar a tensão de cisalhamento crítica variável de acordo com a relação τ/τ_c , ao invés de F_d/F'_g , caso queira-se determinar a variação da tensão de cisalhamento crítica. Entretanto, o resultado dado por ambas as equações são iguais.

6 EQUAÇÕES DIFERENCIAIS PARCIAIS

Neste capítulo são apresentadas as deduções das equações da conservação da massa da água, das partículas do solo em suspensão e da quantidade de movimento.

Com essas equações, mais as equações (5.3) e (5.7), pode-se dar uma solução para as variáveis dependentes necessárias para descrever o escoamento não permanente, unidimensional proposto, ou seja:

- conservação da massa para a largura do canal, b ;
- conservação da massa para a cota da superfície, Z ;
- quantidade de movimento para a velocidade média do escoamento, v ;
- conservação da massa para as partículas de solo em suspensão, c ; e
- conservação da massa para a cota do fundo, (Z_b).

A dedução geral das equações que constam nas seções (6.1), (6.2) e (6.3) encontram-se na literatura pertinente ao assunto (SHAMES, 1976; CUNGE et al., 1980; CHOW et al., 1988; EIGER, 1991), embora tenha-se feito as adaptações necessárias para a solução do problema específico abordado nesta tese.

6.1 EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DA MASSA PARA A ÁGUA

A dedução da equação de conservação da massa para a água foi baseada nas seguintes hipóteses (CHOW et al., 1988; CUNGE et al., 1980):

- o escoamento é unidimensional: a profundidade e a velocidade variam, principalmente, na direção longitudinal do canal. Isto implica que a velocidade é constante e a superfície da água é horizontal, em relação a qualquer seção perpendicular ao eixo longitudinal ;
- o eixo longitudinal do canal é, aproximadamente, uma linha reta;
- o fluido é incompressível e possui massa específica constante;
- a declividade do fundo do canal varia com a distância;

- a declividade média do canal é pequena; desta maneira, o cosseno do ângulo que ela faz com a horizontal é, aproximadamente, igual a 1.

Com base nisso, descreveu-se a equação da continuidade, para um escoamento não permanente, através de um volume de controle, ou seja:

$$\frac{DM}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{v.c.} \rho_a dV + \iint_{s.c.} \rho_a (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS + \iint_{s.c.} \rho_a (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{n}) dS = 0, \quad (\text{kg s}^{-1}) \quad (6.1)$$

onde ρ_a é a massa específica da água (kg m^{-3}); \mathbf{Q} é o fluxo líquido através da superfície de controle (precipitação (R) mais infiltração (I)); \forall representa um volume infinitesimal (m^3); \mathbf{u} é a velocidade pontual do escoamento (m s^{-1}); dS é a área infinitesimal e \mathbf{n} é o vetor unitário normal a dS .

Considerando que o escoamento é unidimensional e tirando uma pequena partícula de fluido para realizar o balanço de massa, como mostrado na figura (6.1) pode-se deduzir que a variação da massa da água ao longo do tempo no volume de controle, para um sulco retangular, é igual a taxa de variação da massa que entra, menos a taxa que sai, mais a taxa que é gerada através da superfície de controle.

Com base na representação mostrada na Figura (6.1) e considerando que a massa específica da água é constante, e desconsiderando os termos da ordem de Δx^2 , a equação (6.1) torna-se:

$$\rho_a \frac{\partial A}{\partial t} \Delta x - \rho_a v A + \rho_a \left(v + \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x \right) \left(A + \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x \right) - \rho_a R \Delta x \left(b + \frac{\partial b}{\partial x} \Delta x \right) + \rho_a I \Delta x \left(b + \frac{\partial b}{\partial x} \Delta x \right) = 0. \quad (6.2)$$

Aplicando a propriedade distributiva, tem-se:

$$\begin{aligned} \rho_a \frac{\partial A}{\partial t} \Delta x - \rho_a A + \rho_a \left(v A + v \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x + A \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x \right) - \rho_a R \Delta x b + \rho_a I \Delta x b &= 0, \\ \rho_a \frac{\partial A}{\partial t} \Delta x - \rho_a v A + \rho_a v A + \rho_a \frac{\partial v A}{\partial x} \Delta x &= \rho_a R b \Delta x - \rho_a I b \Delta x. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Dividindo por Δx e ρ_a e fazendo Δx tender a zero, tem-se:

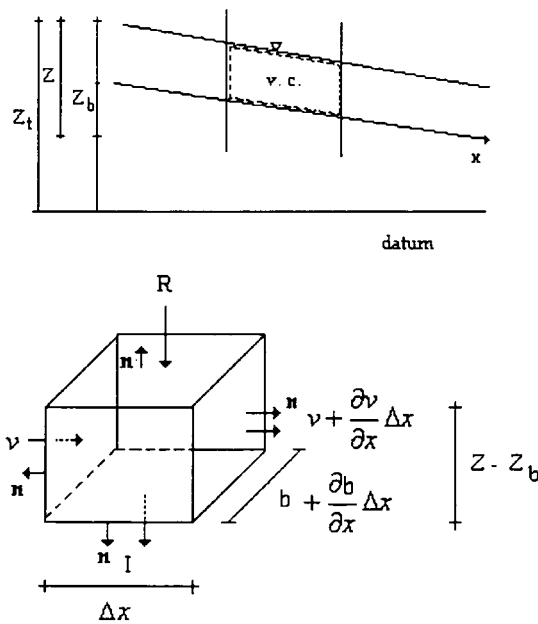
$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial v A}{\partial x} = b(R - I) \quad (\text{m}^2 \text{s}^{-1}). \quad (6.4)$$

Assumindo que a área do sulco corresponde a $(Z - Z_b)b$, pode-se expandir $\partial A / \partial t$ como:

$$\begin{aligned} (Z - Z_b) \frac{\partial b}{\partial t} + b \frac{\partial (Z - Z_b)}{\partial t} + \frac{\partial (Z - Z_b) b v}{\partial x} &= b(R - I) \\ (Z - Z_b) \frac{\partial b}{\partial t} + b \frac{\partial Z}{\partial t} - b \frac{\partial Z_b}{\partial t} + \frac{\partial (Z - Z_b) b v}{\partial x} &= b(R - I) \\ \frac{\partial Z}{\partial t} - \frac{\partial Z_b}{\partial t} + \frac{(Z - Z_b)}{b} \frac{\partial b}{\partial t} + \frac{1}{b} \frac{\partial (Z - Z_b) b v}{\partial x} &= (R - I), \quad (\text{ms}^{-1}) \end{aligned} \quad (6.5)$$

obtendo, finalmente, a equação da conservação da massa para a água, baseada na cota da superfície.

FIGURA 6.1 - BALANÇO DA MASSA PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial Z / \partial t$.



6.2 EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DA MASSA PARA O TRANSPORTE DAS PARTÍCULAS SÓLIDAS EM SUSPENSÃO

Para determinar a taxa de variação da massa de partículas do solo que entram em suspensão, considerou-se que estas partículas são transportadas tanto por fluxo advectivo como difusivo, já que o fluido que recebe o constituinte possui velocidade própria. Assim, esse constituinte é transportado não só por difusão, mas também pelo próprio meio que o contém (EIGER, 1991).

Para determinar o balanço da massa das partículas dentro do volume de controle, tem-se que o fluxo das partículas desagregadas, mais o fluxo difusivo devem ser iguais à taxa de mudança da

concentração destas partículas dentro do volume de controle, mais o fluxo líquido das partículas de solo dentro da superfície de controle, ou seja:

$$\frac{DM_s}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{v.c.} c \rho_s dV + \iint_{s.c.} c \rho_s (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS + \iint_{s.c.} \rho_s \left(-\mathbf{D} \frac{\partial c}{\partial x} \cdot \mathbf{n} \right) dS + \iint_{s.c.} \rho_s (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}) dS = 0, \quad (\text{kg s}^{-1}) \quad (6.6)$$

onde c é a concentração mássica das partículas em suspensão (kg kg^{-1}). As demais variáveis já foram definidas anteriormente.

Considerando que o escoamento é unidimensional, tem-se que a equação da conservação da massa das partículas de solo em suspensão, utilizando o esquema mostrado na figura (6.2), fica igual a:

$$\rho_s \frac{\partial c A}{\partial t} \Delta x - \rho_s c v A + \rho_s \left(c + \frac{\partial c}{\partial x} \Delta x \right) \left(v + \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x \right) \left(A + \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x \right) - \rho_s E_b \left(b + \frac{\partial b}{\partial x} \Delta x \right) \Delta x - \rho_s 2E_m \left((Z - Z_b) + \frac{\partial (Z - Z_b)}{\partial x} \Delta x \right) \Delta x = - \left(\rho_s A D \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \rho_s \left(A + \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x \right) \left(D \frac{\partial c}{\partial x} + D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \Delta x \right) \quad (6.7)$$

O coeficiente de difusão turbulenta (D) foi calculado de acordo com (FISHER, 1975), considerando que uma seção retangular e que a altura média do escoamento (H) é dada por $Z - Z_b$:

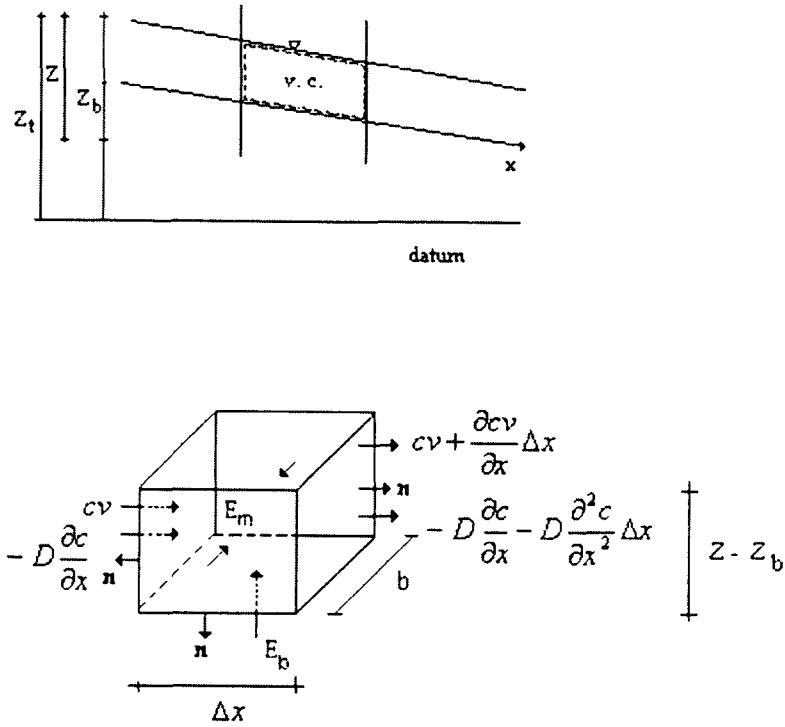
$$D = \frac{0,014 v^2 (0,7b)^2}{0,6 (Z - Z_b) v_*}. \quad (\text{m}^2 \text{s}^{-1}) \quad (6.8)$$

Aplicando a propriedade distributiva, entre os termos entre parênteses, e eliminando os termos da ordem de Δx^2 , a equação (6.7) se resume a:

$$\begin{aligned} \rho_s \frac{\partial c A}{\partial t} \Delta x - \rho_s c v A + \rho_s c v A + \rho_s \frac{\partial c v A}{\partial x} \Delta x - \rho_s E_b b \Delta x - \rho_s 2E_m (Z - Z_b) \Delta x = \\ - \rho_s A D \frac{\partial c}{\partial x} + \rho_s A D \frac{\partial c}{\partial x} + \rho_s D \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} \Delta x + \rho_s A D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \Delta x. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Fazendo as eliminações necessárias na equação (6.9), dividindo-a por Δx e aplicando o limite, tem-se:

$$\rho_s \frac{\partial c A}{\partial t} + \rho_s \frac{\partial c v A}{\partial x} = \rho_s E_b b + \rho_s 2E_m (Z - Z_b) + \rho_s D \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} + \rho_s A D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}. \quad (6.10)$$

FIGURA 6.2 - BALANÇO DA MASSA PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial c / \partial t$.

Aplicando a regra da cadeia nos dois primeiros termos do lado esquerdo da equação (6.10), fica-se com:

$$\rho_s A \frac{\partial c}{\partial t} + \rho_s c \frac{\partial A}{\partial t} + \rho_s c \frac{\partial A v}{\partial x} + \rho_s A v \frac{\partial c}{\partial x} = \rho_s D \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} + \rho_s A D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \rho_s E_b b + \rho_s 2 E_m (Z - Z_b). \quad (6.11)$$

Rearranjando os termos, tem-se:

$$\rho_s A \left[\frac{\partial c}{\partial t} + v \frac{\partial c}{\partial x} \right] + \rho_s c \left[\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A v}{\partial x} \right] = \rho_s D \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} + \rho_s A D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \rho_s E_b b + \rho_s 2 E_m (Z - Z_b). \quad (6.12)$$

Substituindo o segundo termo entre colchetes pela equação da continuidade (6.5), a equação (6.12) se resume a:

$$\rho_s A \left[\frac{\partial c}{\partial t} + v \frac{\partial c}{\partial x} \right] + \rho_s c (bR - bI) = \rho_s D \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} + \rho_s A D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \rho_s E_b b + \rho_s 2 E_m (Z - Z_b). \quad (6.13)$$

Dividindo a equação (6.13) por A e ρ_s , tem-se, finalmente, a equação de convecção-difusão, para escoamento unidimensional, ou seja:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial c}{\partial t} + v \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{c(bR - bI)}{A} &= D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{D}{A} \frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{E_b b}{A} + \frac{2E_m(Z - Z_b)}{A} \\
\frac{\partial c}{\partial t} + v \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{c(bR - bI)}{A} &= D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{D}{A} \frac{\partial c}{\partial x} \left(b \frac{\partial Z}{\partial x} - b \frac{\partial Z_b}{\partial x} \right) + \frac{E_b b}{A} + \frac{2E_m(Z - Z_b)}{A} \\
\frac{\partial c}{\partial t} + v \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{c(R - I)}{(Z - Z_b)} &= D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{D}{(Z - Z_b)} \frac{\partial c}{\partial x} \left(\frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial Z_b}{\partial x} \right) + \\
&\quad \frac{E_b}{(Z - Z_b)} + \frac{2E_m}{b}. \quad (s^{-1})
\end{aligned} \tag{6.14}$$

6.3 EQUAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO

A equação da quantidade de movimento ou *momentum* para a água, sobre um volume infinitesimal, postula que a soma das forças aplicadas é igual a taxa de mudança da quantidade de movimento estocado dentro do volume de controle, mais o fluxo líquido da quantidade de movimento, através da superfície de controle (CHOW et al., 1988), ou seja:

$$\frac{D\mathbf{P}}{Dt} = \sum \mathbf{F} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{v.c.} v \rho_a dV + \iint_{s.c.} v \rho_a (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS. \quad (\text{kg ms}^{-2}) \tag{6.15}$$

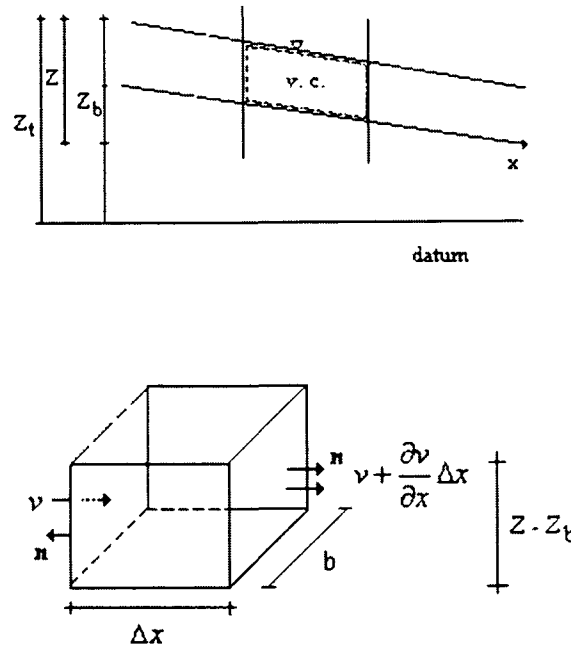
Para a dedução da equação da quantidade de movimento unidimensional, para um sulco retangular, com área variável, foi utilizado o volume de controle mostrado na Figura (6.3). Primeiramente, foram deduzidas as principais forças aplicadas e, posteriormente, foi calculada a taxa de mudança da quantidade de movimento, dentro do volume de controle, e o fluxo líquido da quantidade de movimento, através da superfície de controle.

6.3.1 Forças que atuam sobre o volume de controle

Considerou-se que existem 3 forças principais que atuam no volume de controle:

$$\sum F = F_{gx} - F_f + F_{pt}, \tag{6.16}$$

onde F_{gx} é a componente da força da gravidade, ao longo do canal, devido ao peso da água no volume de controle; F_f é a força de atrito; e F_{pt} é a força de pressão.

FIGURA 6.3 - BALANÇO DA MASSA PARA A DETERMINAÇÃO DE $\partial v / \partial t$.

a) Força gerada pela aceleração da gravidade

Pela definição de força tem-se que: $F = mg$. Considerando que $m = \rho_a \nabla$ e que o volume do fluido (∇), no volume de controle, é $A\Delta x$, a força peso (F_g) pode ser escrita como: $\rho_a g A\Delta x$.

Entretanto, como a componente da força da gravidade na direção x , F_{gx} , é dada por $F_g \sin \alpha$, F_{gx} pode ser escrita como:

$$F_{gx} = \rho_a g A\Delta x \sin \alpha. \quad (6.17)$$

Para ângulos de inclinação pequenos, a declividade do fundo igual a $-\Delta Z_b / \Delta x$ é aproximadamente igual ao $\sin \alpha$. Assim:

$$F_{gx} \approx -\rho_a g \frac{\partial Z_b}{\partial x} A\Delta x. \quad (6.18)$$

b) Força gerada pelo atrito

O atrito pode existir entre um corpo e uma superfície em que ele se move, seja sólida ou fluido, tendendo a se opor ao escoamento e a passagem do fluido sobre um obstáculo (STATHAM, 1979) ao longo do fundo e lados do volume de controle. Esta força de atrito pode ser definida como:

$$F_f = \tau P \Delta x, \quad (6.19)$$

onde τ é a tensão de cisalhamento do fundo e P é o perímetro molhado ($P = A/R_h$, onde R_h é o raio hidráulico).

Em condições de não aceleração, as equações (6.18) e (6.19) podem ser igualadas. Dessa forma:

$$\begin{aligned} \tau P \Delta x &= \rho_a g A \left(-\frac{\partial Z_b}{\partial x} \right) \Delta x \\ \tau &= \frac{\rho_a g A \left(-\frac{\partial Z_b}{\partial x} \right) \Delta x}{P \Delta x}. \end{aligned} \quad (6.20)$$

Substituindo A/P por R_h , fica-se com:

$$\tau = \rho_a g R_h \left(-\frac{\partial Z_b}{\partial x} \right). \quad (\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}) \quad (6.21)$$

Para escoamentos uniformes e permanentes tem-se que: $-\partial Z_b / \partial x = S_f$. Assim, a força de atrito pode ser escrita como:

$$\tau = \rho_a g R_h S_f. \quad (6.22)$$

A equação (6.22) expressa a ligação entre a quantidade de movimento e os princípios de energia em que os efeitos de atrito são representados, do ponto de vista da quantidade de movimento, pela tensão de cisalhamento na parede e, do ponto de vista de energia, pela taxa de dissipação de energia, S_f (CHOW et al., 1988).

S_f é também chamado de declividade de atrito, isto é, o gradiente de energia necessário para sobrepujar a resistência de atrito, em escoamentos permanentes (CUNGE et al., 1980).

Com essas definições, a força de atrito pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}
 F_f &= \tau P \Delta x \\
 F_f &= \rho_a g R_h S_f P \Delta x.
 \end{aligned}
 \tag{6.23}$$

Como $A = R_h P$, tem-se:

$$F_f = \rho_a g A S_f \Delta x. \tag{6.24}$$

c) Força gerada pela pressão

A força de pressão total, F_{pt} , é resultante da força de pressão hidrostática líquida, F_H , e da força de pressão exercida pelas margens, F_{pb} , sobre o volume de controle. A força hidrostática líquida atua no lado esquerdo do volume de controle, F_{pl} , e no lado direito do volume de controle, F_{pr} . Assim, a força de pressão total será igual a (CHOW et al., 1988):

$$F_{pt} = F_{pl} - F_{pr} + F_{pb}. \tag{6.25}$$

c.1) Força hidrostática líquida

Tomando a face esquerda da superfície de controle, conforme pode ser visto na figura 6.4, definiu-se que a pressão sobre esta face é igual a (SHAMES, 1976):

$$P_l = \rho_a g h, \tag{6.26}$$

ou

$$P_l = \rho_a g (Z - z), \tag{6.27}$$

onde Z é a cota da superfície; z é a variável de integração; e w a largura do canal na elevação z . A força resultante sobre essa face é (SHAMES, 1976):

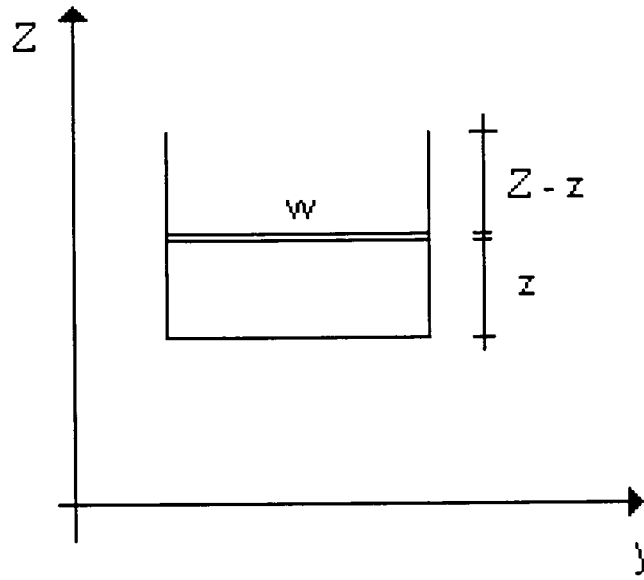
$$F_{pl} = g \rho_a \int_{Z_b}^Z (Z - z) w dz, \quad (\text{kg ms}^{-2}) \tag{6.28}$$

onde $(Z - z)(x, t)$ é a profundidade da água.

A força hidrostática do lado direito do volume de controle é:

$$F_{pr} = - \left(F_{pl} + \frac{\partial F_{pl}}{\partial x} \Delta x \right). \quad (6.29)$$

FIGURA 6.4 - REPRESENTAÇÃO DA FACE ESQUERDA DA SUPERFÍCIE PERIFÉRICA DO VOLUME DE CONTROLE.



Dessa maneira, a força hidrostática líquida, F_H , sobre a superfície de controle é:

$$F_H = - \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_{Z_b}^Z \rho_a g (Z - z) w dz \right] \Delta x. \quad (6.30)$$

Para a determinação da diferencial da equação (6.30) foi utilizada a Regra de Leibniz:

$$\frac{d}{dx} \left[\int_{l(x)}^{f(x)} g(x, z) dz \right] = \int_{l(x)}^{f(x)} \frac{\partial}{\partial x} g(x, z) dz + g[x, f(x)] \frac{df}{dx} - g[x, l(x)] \frac{dl}{dx}, \quad (6.31)$$

onde $g(x, z) dz$ é igual a $\rho_a g (Z - z) w dz$. Aplicando a Regra de Leibniz na equação (6.30), tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left[\int_{Z_b}^Z \rho_a g [Z - z] w dz \right] &= \rho_a g [Z - Z] w \frac{\partial Z}{\partial x} - \rho_a g [Z - Z_b] w \frac{\partial Z_b}{\partial x} + \\ &\quad \rho_a g \int_{Z_b}^Z \frac{\partial [Z - z] w}{\partial x} dz. \end{aligned} \quad (6.32)$$

Considerando que o primeiro termo da equação (6.32) é nulo, resta aplicar a regra da cadeia ao terceiro termo, ficando com a seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left[\int_{Z_b}^Z \rho_a g [Z - z] w dz \right] = & -\rho_a g [Z - Z_b] w \frac{\partial Z_b}{\partial x} + \rho_a g \int_{Z_b}^Z \frac{\partial Z}{\partial x} w dz + \\ & + \rho_a g \int_{Z_b}^Z [Z - z] \frac{\partial w}{\partial x} dz, \end{aligned} \quad (6.33)$$

sendo que para essa derivação considerou-se que z não varia com x .

Assim, tem-se que a equação (6.30) fica igual a:

$$\begin{aligned} F_H = & + \left[\rho_a g [Z - Z_b] w \frac{\partial Z_b}{\partial x} \right] \Delta x - \left[\rho_a g \int_{Z_b}^Z \frac{\partial Z}{\partial x} w dz \right] \Delta x - \\ & \left[\rho_a g \int_{Z_b}^Z [Z - z] \frac{\partial w}{\partial x} dz \right] \Delta x. \quad (\text{kg m s}^{-2}) \end{aligned} \quad (6.34)$$

c.2) Força de pressão exercida pelas margens

Para a dedução da força de pressão exercida pelas margens foi considerado que, para um canal de comprimento infinitesimal Δx , o aumento da força de pressão causado pela variação da largura (w) pode ser representado pela distância $\delta_1 + \delta_2$ de uma face do volume de controle a outra e, dessa forma, essa quantidade pode ser expressa por $(\partial w / \partial x) \Delta x$, como mostrado na Figura (6.5). Assim, a soma das áreas de ambos os extremos é (SHAMES, 1976):

$$dz(\delta_1 + \delta_2) = dz \frac{\partial w}{\partial x} \Delta x. \quad (6.35)$$

A força decorrente da distribuição de pressão sobre essa área é:

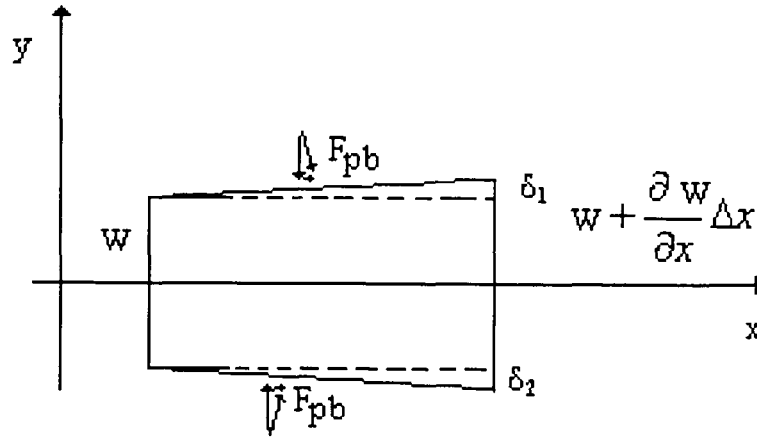
$$F_{pb} = \left[\rho_a g [Z - z] dz \frac{\partial w}{\partial x} \right] \Delta x. \quad (6.36)$$

Fazendo z variar de Z_b a Z , tem-se a força de pressão total na direção, associada com essas projeções. Assim:

$$F_{pb} = \left[\int_{Z_b}^Z \rho_a g [Z - z] \frac{\partial w}{\partial x} dz \right] \Delta x, \quad (6.37)$$

onde $\partial w / \partial x$ é função de x e z , conhecida pela geometria do canal (SHAMES, 1976).

FIGURA 6.5 - REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DA VARIAÇÃO DE w .



Pode-se agora estabelecer que a força de pressão total, F_t , na direção x , é dada pelas equações (6.34) e (6.37):

$$F_{pt} = \left[\rho_a g [Z - Z_b] w \frac{\partial Z_b}{\partial x} \right] \Delta x - \left[\rho_a g \int_{Z_b}^Z \frac{\partial Z}{\partial x} w dz \right] \Delta x - \left[\rho_a g \int_{Z_b}^Z [Z - z] \frac{\partial w}{\partial x} dz \right] \Delta x + \left[\int_{Z_b}^Z \rho_a g [Z - z] \frac{\partial w}{\partial x} dz \right] \Delta x. \quad (6.38)$$

Anulando o terceiro e o quarto termos, tem-se, finalmente, que:

$$F_{pt} = \left[\rho_a g [Z - Z_b] w \frac{\partial Z_b}{\partial x} \right] \Delta x - \left[\rho_a g \int_{Z_b}^Z \frac{\partial Z}{\partial x} w dz \right] \Delta x \quad (6.39)$$

Como a área da seção é igual a:

$$\begin{aligned} A &= \int_{Z_b}^Z w dz \\ A &= (Z - Z_b) w, \end{aligned} \quad (6.40)$$

a equação (6.39) fica:

$$F_{pl} = \left[\rho_a g A \frac{\partial Z_b}{\partial x} \right] \Delta x - \rho_a g A \frac{\partial Z}{\partial x} \Delta x. \quad (\text{kg m s}^{-2}) \quad (6.41)$$

Assim, obtém-se a força total pelo somatório das equações (6.18), (6.24) e (6.41), ou seja:

$$\begin{aligned} \sum F &= -\rho_a g A \frac{\partial Z_b}{\partial x} \Delta x - \rho_a g A S_f \Delta x + \rho_a g A \frac{\partial Z_b}{\partial x} \Delta x - \rho_a g A \frac{\partial Z}{\partial x} \Delta x. \\ \sum F &= -\rho_a g A S_f \Delta x - \rho_a g A \frac{\partial Z}{\partial x} \Delta x. \end{aligned} \quad (6.42)$$

6.3.2 Taxa da variação da quantidade de movimento e fluxo líquido da quantidade de movimento

Resta agora resolver o lado direito da equação (6.15), ou seja, determinar a taxa de variação da quantidade de movimento, dentro do volume de controle, e o fluxo líquido da quantidade de movimento, na superfície de controle, considerando escoamento unidimensional, ou seja:

$$\begin{aligned} &\rho_a \Delta x \frac{\partial v A}{\partial t} - \rho_a v^2 A + \rho_a \left(v + \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x \right)^2 \left(A + \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x \right), \\ &\rho_a \Delta x \frac{\partial v A}{\partial t} - \rho_a v^2 A + \rho_a \left(v^2 + 2v \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \Delta x^2 \right) \left(A + \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x \right) \\ &\rho_a \Delta x \frac{\partial v A}{\partial t} - \rho_a v^2 A + \rho_a \left(v^2 A + 2v A \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x + v^2 \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x \right). \end{aligned} \quad (6.43)$$

Eliminando os termos que se cancelam e dividindo por ρ_a , tem-se:

$$\frac{\partial v A}{\partial t} \Delta x + v^2 \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x + 2v A \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x. \quad (6.44)$$

Igualando o somatório das forças dado pela equação (6.42) a equação (6.44), fica-se com:

$$-g A S_f \Delta x - g A \frac{\partial Z}{\partial x} \Delta x = \frac{\partial v A}{\partial t} \Delta x + v^2 \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x + 2v A \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x. \quad (6.45)$$

Dividindo por Δx , aplicando o limite e substituindo S_f por $(vn)^2/R_h^{4/3}$, tem-se:

$$\frac{\partial v A}{\partial t} + v^2 \frac{\partial A}{\partial x} + 2v A \frac{\partial v}{\partial x} + g A \frac{\partial Z}{\partial x} = -g A \frac{(vn)^2}{R_h^{4/3}}. \quad (\text{m}^3 \text{s}^{-2}) \quad (6.46)$$

Finalmente, aplicando a regra da cadeia no primeiro e no terceiro termos do lado esquerdo da equação anterior, fica-se com:

$$\begin{aligned}
 A \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial A}{\partial t} + v^2 \frac{\partial A}{\partial x} + A \frac{\partial v^2}{\partial x} + gA \frac{\partial Z}{\partial x} &= -gA \frac{(vn)^2}{R_h^{4/3}} \\
 A \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Av^2}{\partial x} + gA \frac{\partial Z}{\partial x} &= -gA \frac{(vn)^2}{R_h^{4/3}} \\
 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{v}{A} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial Av^2}{\partial x} + g \frac{\partial Z}{\partial x} &= -g \frac{(vn)^2}{R_h^{4/3}}. \quad (\text{ms}^{-2})
 \end{aligned} \tag{6.47}$$

Substituindo $\partial A / \partial t$ por $-\partial Av / \partial x + b(R - I)$, de acordo com a equação da conservação da massa para a água, tem-se:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{v}{A} \left(-\frac{\partial Av}{\partial x} + b(R - I) \right) + \frac{1}{A} \frac{\partial v^2 A}{\partial x} + g \frac{\partial Z}{\partial x} &= -g \frac{(vn)^2}{R_h^{4/3}} \\
 \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{v}{A} \frac{\partial Av}{\partial x} + \frac{v}{A} (bR - bI) + \frac{1}{A} \frac{\partial v^2 A}{\partial x} + g \frac{\partial Z}{\partial x} &= -g \frac{(vn)^2}{R_h^{4/3}}.
 \end{aligned}$$

Aplicando a regra da cadeia no 2º e no 4º termo e eliminando os termos que se cancelam, tem-se a equação de quantidade de movimento, para escoamento unidimensional:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{vA}{A} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{v^2}{A} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{vb}{A} (R - I) + \frac{v^2}{A} \frac{\partial A}{\partial x} + 2v \frac{\partial v}{\partial x} + g \frac{\partial Z}{\partial x} &= -g \frac{(vn)^2}{R_h^{4/3}} \\
 \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + g \frac{\partial Z}{\partial x} &= -g \frac{(vn)^2}{R_h^{4/3}} - \frac{v}{(Z - Z_b)} (R - I). \quad (\text{ms}^{-2})
 \end{aligned} \tag{6.48}$$

7 IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA

A solução numérica de uma equação diferencial parcial é utilizada para resolver problemas que são muito difíceis ou impossíveis de resolver analiticamente, como é o caso do sistema de equações utilizado nesta tese. Assim, neste capítulo, é feita uma breve descrição dos esquemas numéricos utilizados para a discretização das equações utilizadas.

Para solucionar o sistema de equações, para uma seção retangular, dado pelas equações (5.3), (5.7), (6.5), (6.14) e (6.48) foram usados esquemas numéricos explícitos, sendo que para a discretização do perfil inicial foi usado o esquema de Runge-Kutta de 4ª ordem; para a discretização das condições de contorno, o Método das Características; e, para os pontos interiores da malha, o Esquema de MacCormack.

7.1 DETERMINAÇÃO DO PERFIL INICIAL DO ESCOAMENTO, PELO ESQUEMA DE RUNGE-KUTTA DE 4ª ORDEM

Uma maneira de obter a altura da lâmina de água e a velocidade iniciais, para a solução numérica das equações da conservação da massa e quantidade de movimento para água, é utilizar um perfil inicial do escoamento ou curva de remanso, deduzido a partir da equação de quantidade de movimento. Assim, assumindo que o escoamento é permanente ($\partial v / \partial t = 0$), a equação de quantidade de movimento fica:

$$v \frac{dv}{dx} + g \frac{dh}{dx} = g(S_o - S_f), \quad (\text{ms}^{-2}) \quad (7.1)$$

onde pela regra da cadeia, tem-se que o primeiro termo da equação (7.1) fica:

$$v \frac{dv}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} v^2 \right). \quad (7.2)$$

Definindo a velocidade média do escoamento, v , pela razão entre a vazão por unidade de largura, q , e a altura do escoamento, h , ou seja, $v = Q/A$ e substituindo v por Q/A no lado direito da equação anterior, tem-se:

$$v \frac{dv}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} \frac{Q^2}{b^2 h^2} \right). \quad (7.3)$$

Tomando Q e b como constantes e variando h em função de x , tem-se pela regra da cadeia que:

$$\begin{aligned} v \frac{dv}{dx} &= \frac{1}{2} \left(-\frac{Q^2 2b^2 2h}{b^4 h^4} \frac{dh}{dx} \right), \\ &= -\frac{Q^2}{h^3 b^2} \frac{dh}{dx}. \end{aligned} \quad (7.4)$$

Substituindo $v(dv/dx)$, dado pela equação anterior, na equação (7.1), tem-se que:

$$\begin{aligned} -\frac{Q^2}{h^3 b^2} \frac{dh}{dx} + g \frac{dh}{dx} &= g(S_o - S_f), \\ \frac{dh}{dx} \left(-\frac{Q^2}{b^2 h^3} + g \right) &= g(S_o - S_f). \end{aligned} \quad (7.5)$$

Dividindo a equação (7.5) pela aceleração da gravidade (g) e isolando dh/dx , fica-se com:

$$\begin{aligned} \frac{dh}{dx} \left(-\frac{Q^2}{h^3 b^2 g} + 1 \right) &= S_o - S_f, \\ \frac{dh}{dx} &= \frac{S_o - S_f}{1 - \frac{Q^2}{h^3 b^2 g}}, \end{aligned} \quad (7.6)$$

onde $Q^2/h^3 b^2 g$ é o número de Froude (Fr) ao quadrado.

Substituindo S_f na equação anterior, tem-se:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{S_o - \frac{(nQ)^2}{R_h^{10/3} A^2}}{1 - \frac{Q^2}{h^3 b^2 g}}. \quad (7.7)$$

Com a equação (7.7) pode-se calcular a variação da altura média com escoamento com a distância para o tempo inicial do escoamento.

Como nesta tese precisa-se obter a cota da superfície (Z), a cota do fundo (Z_b) e a velocidade média (v), tendo-se a altura do escoamento no tempo inicial, h_0 , calculada pela equação (7.7), pode-se determinar a cota do fundo no ponto zero ($Z_{b(0)}$) por interpolação linear e, assim, determinar a cota da superfície inicial $Z_{(0)}$ pela soma das duas variáveis anteriores. A velocidade inicial (v_o)

é dada pela razão entre a vazão (Q) e a área do canal, ambas dadas, também, no tempo inicial ou tempo zero, considerando que a vazão é constante.

A discretização da equação (7.7) para a determinação de h_0 foi feita pelo esquema de Runge-Kutta de 4ª ordem.

Considerando que o escoamento é subcrítico e a seção é retangular, a equação (7.7), discretizada pelo esquema de Runge-Kutta, fica da seguinte maneira:

$$\begin{aligned}
 f(h_o) &= \frac{\left(S_o - \frac{(nQ)^2}{[bh_{o(ix+1)}/(b + 2h_{o(ix+1)})]^{10/3}} \right)}{1 - \frac{Q^2}{gh_{oix+1}^3 b^2}}, \\
 k_1 &= \Delta x (f(h_o)), \\
 k_2 &= \Delta x (f(h_o) + 0.5k_1), \\
 k_3 &= \Delta x (f(h_o) + 0.5k_2), \\
 k_4 &= \Delta x (f(h_o) + k_3), \\
 h_{o(ix)} &= h_{o(ix+1)} - \Delta x \frac{(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)}{6},
 \end{aligned} \tag{7.8}$$

sendo que h_o é a altura do escoamento no tempo inicial.

7.2 DETERMINAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO, PELO MÉTODO DAS CARACTERÍSTICAS

O Método das Características é um método numérico para a solução de sistemas hiperbólicos, desenvolvido por Monge em 1789 (CHAUDHRY, 1993). Esse Método consiste em definir-se curvas características e equações de compatibilidade para o sistema hiperbólico em questão.

A determinação das curvas características e das equações de compatibilidade, pelo Método das Características, pode ser feita de várias maneiras, como pelo método lambda (CHAUDHRY, 1993) ou pela regra de Cramer (GREENBERG, 1978; ANDERSON JR., 1995). Nesta tese, elas foram determinadas utilizando-se a regra de Cramer.

Nesta seção, são deduzidas as equações para a determinação das condições de contorno para Z (montante) e v (jusante) de um escoamento subcrítico, ou seja, determinou-se as curvas caracterís-

tivas negativa e positiva, respectivamente. Pa essa dedução, considerou-se o sistema de equações diferenciais dado pelas equações (6.48) e (6.5), desconsiderando a entrada lateral, ou seja:

$$v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial t} + g \frac{\partial Z}{\partial x} + 0 = -gS_f, \quad (7.9a)$$

$$(Z - Z_b) \frac{\partial v}{\partial x} + 0 + v \frac{\partial Z}{\partial x} + \frac{\partial Z}{\partial t} = -\frac{v(Z - Z_b)}{b} \frac{\partial b}{\partial x} + v \frac{\partial Z_b}{\partial x} + \frac{\partial Z_b}{\partial t} - \frac{(Z - Z_b)}{b} \frac{\partial b}{\partial t}. \quad (7.9b)$$

Na forma de matriz esse sistema fica:

$$\begin{pmatrix} v & 1 & g & 0 \\ (Z - Z_b) & 0 & v & 1 \\ dx & dt & 0 & 0 \\ 0 & 0 & dx & dt \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial v / \partial x \\ \partial v / \partial t \\ \partial Z / \partial x \\ \partial Z / \partial t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -gS_f \\ S_{cont} \\ dv \\ dZ \end{pmatrix} \quad (7.10)$$

onde S_{cont} representa os termos do lado direito da equação (7.9b).

Utilizando a Regra de Cramer pode-se determinar tanto as equações características (fazendo com que o determinante da matriz do lado esquerdo da equação (7.10), ou matriz dos coeficientes $[A]$, seja zero) como as equações de compatibilidade (fazendo com que o determinante da matriz $[A]$ com uma de suas colunas trocada pelo vetor coluna do lado direito de (7.10), denominada de matriz $[B]$ também seja zero). Denotando os determinantes das matrizes $[A]$ e $[B]$ por $|A|$ e $|B|$, por exemplo, a solução de $\partial v / \partial x$, pela Regra de Cramer, fica (GREENBERG, 1978; ANDERSON JR., 1995):

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{|B|}{|A|} = 0, \quad (7.11)$$

ou seja, tem-se infinitas soluções para $\partial v / \partial x$.

Seguindo esse procedimento, igualando o determinante do lado esquerdo da equação (7.10) (matriz de coeficientes) a zero e expandindo-o, tem-se:

$$-dx^2 - dt^2(v^2 - g(Z - Z_b)) + dxdt(2v). \quad (7.12)$$

Multiplicando por -1 e dividindo por dt^2 , tem-se:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 - \frac{dx}{dt}(2v) + (v^2 - g(Z - Z_b)) = 0. \quad (7.13)$$

Calculando as raízes de dx/dt pela fórmula quadrática, fica-se com:

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= \frac{2v \pm \sqrt{(-2v)^2 - 4(1)(v^2 - g(Z - Z_b))}}{2}, \\ &= v \pm \sqrt{g(Z - Z_b)}.\end{aligned}\quad (7.14)$$

Da equação (7.14) tem-se a equação característica positiva:

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= v + \sqrt{g(Z - Z_b)}, \\ &= v + c_d\end{aligned}\quad (7.15)$$

e a equação característica negativa:

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= v - \sqrt{g(Z - Z_b)}, \\ &= v - c_d\end{aligned}\quad (7.16)$$

onde c_d representa a celeridade da onda.

Para a determinação das equações de compatibilidade deve-se impôr que:

$$\begin{vmatrix} v & 1 & -gS_f & 0 \\ (Z - Z_b) & 0 & S_{cont} & 1 \\ dx & dt & dv & 0 \\ 0 & 0 & dZ & dt \end{vmatrix} = 0 \quad (7.17)$$

Expandindo esse determinante, tem-se:

$$-dZdx + v dZdt - (Z - Z_b)dvdt + dt dx S_{cont} - dt^2 [v S_{cont} + g S_f (Z - Z_b)] = 0. \quad (7.18)$$

Dividindo a equação anterior por dt , fica-se com:

$$-dZ \frac{dx}{dt} + v dZ - (Z - Z_b)dv + dx S_{cont} - dt v S_{cont} - dt g S_f (Z - Z_b) = 0. \quad (7.19)$$

Substituindo dx/dt pelas curvas características dadas pela equação (7.14), tem-se:

$$-dZ(v \pm \sqrt{g(Z - Z_b)}) + v dZ - (Z - Z_b)dv + dx S_{cont} - dt v S_{cont} - dt g S_f (Z - Z_b) = 0. \quad (7.20)$$

Calculando, agora, a equação de compatibilidade apenas para a característica positiva, e isolando dv , tem-se:

$$vdZ - vdZ - dZ\sqrt{g(Z-Z_b)} - (Z-Z_b)dv + dxS_{cont} - dtvS_{cont} - dtgS_f(Z-Z_b) = 0,$$

$$dv = -\frac{gdZ}{\sqrt{g(Z-Z_b)}} - \frac{dtvS_{cont}}{(Z-Z_b)} - dtgS_f + \frac{dxS_{cont}}{(Z-Z_b)}. \quad (7.21)$$

Similarmente, calculando agora a equação de compatibilidade negativa a partir da equação (7.20), e isolando dZ , tem-se:

$$vdZ - vdZ + dZ\sqrt{g(Z-Z_b)} - (Z-Z_b)dv + dxS_{cont} - dtvS_{cont} - dtgS_f(Z-Z_b) = 0,$$

$$dZ = dv\frac{\sqrt{g(Z-Z_b)}}{g} + \frac{dtvS_{cont}}{\sqrt{g(Z-Z_b)}} + dtS_f\sqrt{g(Z-Z_b)} - \frac{dxS_{cont}}{\sqrt{g(Z-Z_b)}}. \quad (7.22)$$

Pode-se agora integrar as equações (7.21) e (7.22), para o cálculo dos pontos a montante ($ix = 0$, $it = 1$) ou Q e a jusante ($ix = nx$, $it = 1$) ou P . Entretanto, deve-se antes determinar os valores das variáveis Z , v e $\sqrt{g(Z-Z_b)}$, através de interpolação linear nos pontos denominados de S e R , como mostrado na Figura (7.1).

Considerando que a equação característica positiva, dada pela equação (7.15) no ponto interpolado R , pode ser escrita como: $\Delta x_R/\Delta t = v_R + c_{dR}$. Com o esquema mostrado na figura (7.1b) pode-se deduzir que:

$$\frac{v_{nx} - v_R}{v_{nx} - v_{nx-1}} = \frac{x_{nx} - x_R}{x_{nx} - x_{nx-1}} = \frac{x_P - x_R}{x_{nx} - x_{nx-1}} = \frac{c_{d_{nx}} - c_{d_R}}{c_{d_{nx}} - c_{d_{nx-1}}} = \frac{(v_R + c_{d_R})\Delta t}{\Delta x}. \quad (7.23)$$

Igualando cada uma dessas equações a $(v_R + c_{d_R})\Delta t/\Delta x$, e começando por:

$$\frac{c_{d_{nx}} - c_{d_R}}{c_{d_{nx}} - c_{d_{nx-1}}} = \frac{(v_R + c_{d_R})\Delta t}{\Delta x} \quad (7.24)$$

tem-se que:

$$c_{d(R)} = \frac{c_{d_{nx}} - v(R)\frac{\Delta t}{\Delta x}(c_{d_{nx}} - c_{d_{nx-1}})}{1 + \frac{\Delta t}{\Delta x}(c_{d_{nx}} - c_{d_{nx-1}})}. \quad (7.25)$$

Realizando o mesmo procedimento para as demais variáveis, tem-se que:

$$v_{(R)} = \frac{v_{nx} - \frac{\Delta t}{\Delta x}(v_{nx}c_{d_{nx-1}} - v_{nx-1,0}c_{d_{nx}})}{1 + \frac{\Delta t}{\Delta x}(c_{d_{nx}} - c_{d_{nx-1}} + v_{nx} - v_{nx-1})}, \quad (7.26)$$

$$Z_{(R)} = Z_{nx} - \frac{\Delta t}{\Delta x}(v_{(R)} + c_{d_{(R)}})(Z_{nx} - Z_{nx-1}), \quad (7.27)$$

$$Z_{b(R)} = Z_{b_{nx}} - \frac{\Delta t}{\Delta x}(v_{(R)} + c_{d_{(R)}})(Z_{nx} - Z_{nx-1}), \quad (7.28)$$

$$Rh_{(R)} = Rh_{nx} - \frac{\Delta t}{\Delta x}(v_{(R)} + c_{d_{(R)}})(Rh_{nx} - Rh_{nx-1}). \quad (7.29)$$

O valor de x_R é deduzido da equação característica positiva, ou seja, x_R fica igual a:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= v + c_d, \\ dx &= (v + c_d)dt, \\ x_{(nx, it=1)} - x_R &= (v_R + c_{d_R})\Delta t, \\ -x_R &= -x_{nx,1} + (v_R + c_{d_R})\Delta t, \\ x_R &= x_{nx,1} - (v_R + c_{d_R})\Delta t. \end{aligned} \quad (7.30)$$

O valor de $x_{nx,1}$ é fixo, ou seja, o contorno a jusante não varia.

Tendo as variáveis dadas pelas equações (7.25) a (7.30) conhecidas no ponto R , pode-se determinar a condição de contorno a jusante, para v , integrando a equação (7.21) de R a P como:

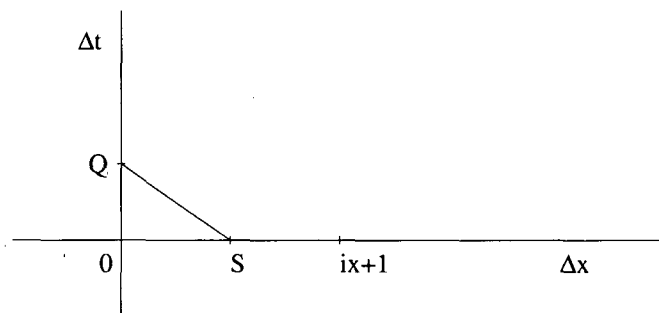
$$\begin{aligned} \int_R^P dv &= - \int_R^P \frac{gdZ}{\sqrt{g(Z - Z_b)}} - \int_R^P \frac{dtvS_{cont}}{(Z - Z_b)} - \int_R^P dtgS_f + \int_R^P \frac{dxS_{cont}}{(Z - Z_b)}, \\ v_{(P)} &= v_{(R)} - \frac{(Z_{(Q)} - Z_{(R)})g}{\sqrt{g(Z_{(R)} - Z_{b(R)})}} + \frac{(x_n - x_{(R)})S_{cont(R)}}{(Z_{(R)} - Z_{b(R)})} - \Delta t g \frac{n^2 v_{(R)}^2}{Rh_{(R)}^{1.333}} - \\ &\quad \frac{\Delta t v_{(R)} S_{cont(R)}}{(Z_{(R)} - Z_{b(R)})}. \end{aligned} \quad (7.31)$$

Da mesma maneira, os valores de Z no ponto Q (a montante) são calculados, considerando que a equação característica negativa, dada pela equação (7.16), no ponto interpolado S , pode ser escrita como: $\Delta x_S / \Delta t = v_S - c_{d_S}$. A partir do esquema mostrado na figura (7.1a) pode-se deduzir que:

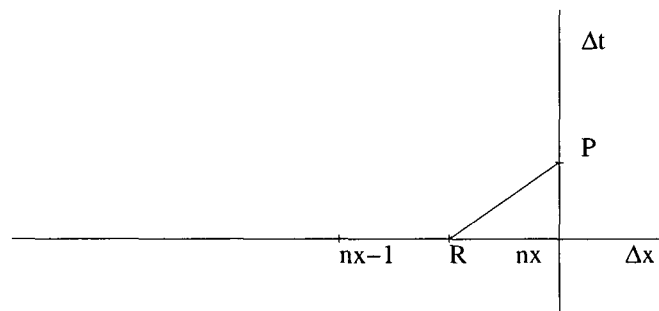
$$\frac{v_0 - v_S}{v_0 - v_{ix+1}} = \frac{x_0 - x_S}{x_0 - x_{ix+1}} = \frac{x_Q - x_S}{x_0 - x_{ix+1}} = \frac{c_{d_0} - c_{d_S}}{c_{d_0} - c_{d_{ix+1}}} = - \frac{(v_S - c_{d_S})\Delta t}{\Delta x}. \quad (7.32)$$

FIGURA 7.1 - CURVA CARACTERÍSTICA NEGATIVA E POSITIVA, PARA ESCOAMENTO SUBCRÍTICO.

(a)



(b)



OBS.: o sinal negativo deve-se ao fato de que Δx é negativo.

Procedendo da mesma maneira como foi feito para os pontos determinados em R , tem-se que:

$$c_{d(s)} = \frac{c_{d0} + v_{(s)} \frac{\Delta t}{\Delta x} (c_{d0} - c_{d_{ix+1}})}{1 + \frac{\Delta t}{\Delta x} (c_{d0} - c_{d_{ix+1}})}, \quad (7.33)$$

$$v_{(s)} = \frac{v_0 - \frac{\Delta t}{\Delta x} (v_0 c_{d_{ix+1}} - v_{ix+1} c_{d0})}{1 + \frac{\Delta t}{\Delta x} (c_{d0} - c_{d_{ix+1}} - v_0 + v_{ix+1})}, \quad (7.34)$$

$$Z_{(s)} = Z_0 + \frac{\Delta t}{\Delta x} (v_{(s)} - c_{d(s)}) (Z_0 - Z_{ix+1}), \quad (7.35)$$

$$Z_{b(s)} = Z_{b0} + \frac{\Delta t}{\Delta x} (v_{(s)} - c_{d(s)}) (Z_{b0} - Z_{b_{ix+1}}), \quad (7.36)$$

$$Rh_{(s)} = Rh_0 + \frac{\Delta t}{\Delta x} (v_{(s)} - c_{d(s)}) (Rh_0 - Rh_{ix+1}). \quad (7.37)$$

Da mesma forma que para x_R , o valor de x_S é deduzido da equação característica negativa, ou seja:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= v - c_d, \\ dx &= (v - c_d) dt, \\ x_{(0, it=1)} - x_S &= (v_S - c_{d_S}) \Delta t, \\ -x_S &= -x_{0,1} + (v_S - c_{d_S}) \Delta t, \\ x_S &= x_{0,1} - (v_S - c_{d_S}) \Delta t. \end{aligned} \quad (7.38)$$

Feito isso, pode-se determinar a condição de contorno a montante, para Z , integrando a equação (7.22) como:

$$\begin{aligned} \int_S^Q dZ &= \int_S^Q dv \frac{\sqrt{g(Z - Z_b)}}{g} + \int_S^Q \frac{dt v S_{cont}}{\sqrt{g(Z - Z_b)}} + \int_S^Q dt S_f \sqrt{g(Z - Z_b)} - \\ &\quad \int_S^Q \frac{dx S_{cont}}{\sqrt{g(Z - Z_b)}}, \\ Z_{(Q)} &= Z_{(s)} + (v_{(Q)} - v_{(s)}) \frac{\sqrt{g(Z_{(s)} - Z_{b(s)})}}{g} - \frac{(x_0 - x_{(s)}) S_{cont(s)}}{\sqrt{g(Z_{(s)} - Z_{b(s)})}} + \frac{\Delta t v_{(s)} S_{cont(s)}}{\sqrt{g(Z_{(s)} - Z_{b(s)})}} + \\ &\quad \Delta t \frac{n^2 v_{(s)}^2}{Rh_{(s)}^{4/3}} \sqrt{g(Z_{(s)} - Z_{b(s)})}. \end{aligned} \quad (7.39)$$

Assim, tem-se que a determinação da condição de contorno a jusante, para v , pode ser calculada a partir da equação (7.31), e a condição de contorno a montante, para Z , a partir da equação (7.39).

7.3 DETERMINAÇÃO DOS PONTOS INTERIORES, PELO ESQUEMA DE MACCORMACK

O esquema de MacCormack é um esquema de 2ª ordem estável no tempo e no espaço, pela combinação de dois passos no mesmo nível de tempo: preditor e corretor (HIRSH, 1997).

Esse esquema foi introduzido por MacCormack (MACCORMACK, 1969) e é uma variação do segundo passo do esquema de Lax-Wendroff (ANDERSON JR., 1995; HIRSH, 1997). Os esquemas de diferenças finitas investigados por Lax-Wendroff são conhecidos como esquemas de 2 passos, sendo o primeiro passo o preditor e o segundo, o corretor. Esses esquemas tornaram-se muito populares para a resolução de sistemas hiperbólicos (como o esquema de MacCormack), embora todos eles gerem oscilações em torno de descontinuidades bruscas (HIRSH, 1997).

O esquema de MacCormack é bastante utilizado para a simulação de escoamentos resultantes da ruptura de barragens (FENNEMA e CHAUDHRY, 1987, 1990; YOST e RAO, 2000; ESTEL et al., 2000), pela sua habilidade em manejar descontinuidades e ondas de choque no escoamento (ZHANG e CUNDY, 1989).

7.3.1 Discretização da equação de conservação de massa, pelo Esquema de MacCormack

A discretização da equação de conservação de massa para água (equação 6.5, considerando que $R-I=0$) pelo esquema de MacCormack, exemplifica o uso do mesmo. Assim, isolando $\partial Z/\partial t$, tem-se:

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{\partial Z_b}{\partial t} - \frac{(Z - Z_b)}{b} \frac{\partial b}{\partial t} - \frac{1}{b} \frac{\partial Z_b v}{\partial x} + \frac{1}{b} \frac{\partial Z_b b v}{\partial x} = 0. \quad (7.40)$$

Para resolver a equação (7.40) pelo esquema de MacCormack, o domínio de integração foi discretizado como $t_{it} = it\Delta t$ e $x_{ix} = ix\Delta x$, onde Δt e Δx são incrementos uniformes no tempo e no espaço, respectivamente. Foi utilizada a discretização regressiva para o preditor e a discretização progressiva para o corretor.

Dessa maneira, utilizando uma discretização regressiva no espaço, o passo do preditor, para a equação (7.40), fica:

$$\begin{aligned}
\frac{Z_{(ix,p)} - Z_{(ix,it)}}{\Delta t} &= \frac{Z_{b(ix,it+1)} - Z_{b(ix,it)}}{\Delta t} - \frac{b_{(ix,it+1)} - b_{(ix,it)}}{\Delta t} \frac{Z_{(ix,it)} - Z_{b(ix,it)}}{b_{(ix,it)}} - \\
&\quad \frac{1}{b_{(ix,it)}} \frac{(Z_{(ix,it)} b_{(ix,it)} v_{(ix,it)} - Z_{(ix-1,it)} b_{(ix-1,it)} v_{(ix-1,it)})}{\partial x} + \\
&\quad \frac{1}{b_{(ix,it)}} \frac{(Z_{b(ix,it)} b_{(ix,it)} v_{(ix,it)} - Z_{b(ix-1,it)} b_{(ix-1,it)} v_{(ix-1,it)})}{\partial x}, \\
Z_{(ix,p)} &= Z_{(ix,it)} + (Z_{b(ix,it+1)} - Z_{b(ix,it)}) - (b_{(ix,it+1)} - b_{(ix,it)}) \frac{Z_{(ix,it)} - Z_{b(ix,it)}}{b_{(ix,it)}} - \\
&\quad \frac{1}{b_{(ix,it)}} \frac{\Delta t}{\Delta x} (Z_{(ix,it)} b_{(ix,it)} v_{(ix,it)} - Z_{(ix-1,it)} b_{(ix-1,it)} v_{(ix-1,it)}) + \\
&\quad \frac{1}{b_{(ix,it)}} \frac{\Delta t}{\Delta x} (Z_{b(ix,it)} b_{(ix,it)} v_{(ix,it)} - Z_{b(ix-1,it)} b_{(ix-1,it)} v_{(ix-1,it)}). \quad (7.41)
\end{aligned}$$

Analogamente, o passo do corretor, discretizado progressivamente, torna-se:

$$\begin{aligned}
Z_{(ix,c)} &= Z_{(ix,it)} + (Z_{b(ix,it+1)} - Z_{b(ix,it)}) - (b_{(ix,it+1)} - b_{(ix,it)}) \frac{Z_{(ix,it)} - Z_{b(ix,it)}}{b_{(ix,it)}} - \\
&\quad \frac{1}{b_{(ix,it)}} \frac{\Delta t}{\Delta x} (Z_{(ix+1,p)} b_{(ix+1,it)} v_{(ix+1,p)} - Z_{(ix,p)} b_{(ix,it)} v_{(ix,p)}) + \\
&\quad \frac{1}{b_{(ix,it)}} \frac{\Delta t}{\Delta x} (Z_{b(ix+1,it)} b_{(ix+1,it)} v_{(ix+1,p)} - Z_{b(ix,it)} b_{(ix,it)} v_{(ix,p)}) \quad (7.42)
\end{aligned}$$

onde os índices p e c padronizam os passos do preditor e corretor, respectivamente.

A solução no nível de tempo seguinte é dada por:

$$Z_{(ix,it+1)} = \frac{1}{2} (Z_{(ix,p)} + Z_{(ix,c)}). \quad (7.43)$$

O mesmo procedimento foi feito para as equações de convecção-difusão e quantidade de movimento.

8 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DO MODELO PROPOSTO

Este capítulo consta da calibração do modelo proposto através dos resultados dos dados experimentais de ELLIOT et al. (1989) e da análise de sensibilidade para as principais variáveis e coeficientes de entrada do modelo, considerando escoamento permanente e subcrítico. São apresentadas, também, várias simulações considerando escoamento não permanente e subcrítico.

8.1 SISTEMA DE EQUAÇÕES

Para a simulação dos resultados do modelo foi utilizado o sistema de equações, para uma seção retangular, considerando que não há escoamento lateral na equação de conservação da massa para água.

Assim, o sistema de equações, para uma seção retangular, dado pelas equações (5.3), (5.7), (6.5), (6.14) e (6.48) fica como:

$$\frac{\partial Z_b}{\partial t} = -\frac{E_b}{(1-p)}, \quad (8.1a)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{2E_m}{(1-p)}, \quad (8.1b)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{\partial Z_b}{\partial t} - \frac{(Z-Z_b)}{b} \frac{\partial b}{\partial t} - \frac{1}{b} \frac{\partial (Z-Z_b)bv}{\partial x}, \quad (8.1c)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -v \frac{\partial c}{\partial x} + D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{D}{(Z-Z_b)} \frac{\partial c}{\partial x} \left(\frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial Z_b}{\partial x} \right) + \frac{E_b}{(Z-Z_b)} + \frac{2E_m}{b}, \quad (8.1d)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial x} - g \frac{\partial Z}{\partial x} - g \frac{(vn)^2}{R_h^{4/3}}. \quad (8.1e)$$

O fluxo das partículas do solo foi determinado de acordo com a equação (5.15) considerando que a tensão de cisalhamento crítica é variável:

$$E_b = k_f v \frac{\tau}{\frac{4\tau(\rho_p - \rho_a)dg}{3\rho_a v^2 C_d}}$$

e fixa, ou seja:

$$E_b = k_f v \frac{\tau}{\tau_c}. \quad (8.2)$$

Na equação (8.2), a tensão de cisalhamento crítica foi determinada, graficamente, a partir da relação entre D_r e τ , como descrito na seção (8.5).

O coeficiente k_f foi calculado de acordo com a equação (5.18), ou seja:

$$k_f = \frac{\text{teor de argila}}{\rho_s^*} \frac{1}{\alpha_f \% p}.$$

8.2 DADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS NA AMÉRICA DO NORTE

Para a análise de sensibilidade e calibração do modelo proposto, foram utilizados os resultados experimentais de ELLIOT et al. (1989), em solos altamente erodíveis e de importância agrícola, dos Estados Unidos, com grande variação nas propriedades texturais, geomórficas e químicas. As variações na declividade desses solos são a 4 a 12%.

Dos 33 solos estudados por ELLIOT et al. (1989) foram selecionados 17, cuja ocorrência está mostrada nas áreas rachuradas da Figura (8.1). As principais características físicas das 17 Séries de solo escolhidas estão mostradas na Tabela (8.1). E, a classificação ao nível de família de solo, de acordo com NEARING et al. (1991b), encontra-se no Anexo A.

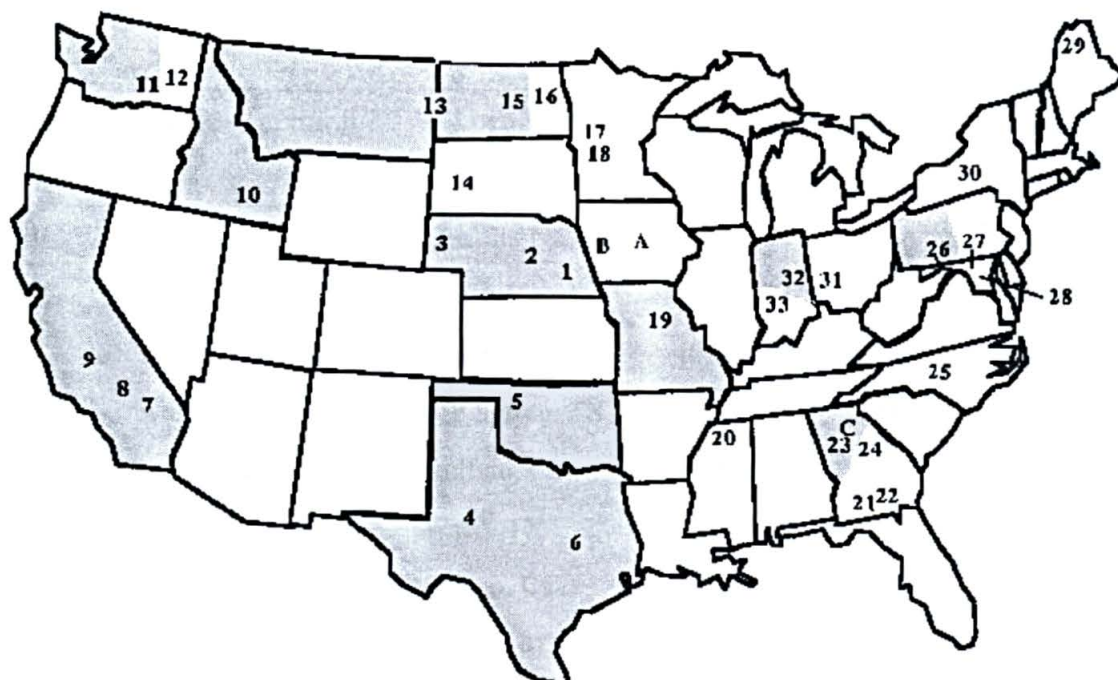
Para a determinação da erosão nos sulcos, ELLIOT et al. (1989) instalaram seis parcelas de 9 metros de comprimento, espaçadas 0,4 m umas das outras. Os dados da erosão foram divididos em três períodos:

- a) Precipitação até que um equilíbrio no escoamento fosse atingido (de 30 a 90 minutos);
- b) Precipitação + escoamento a montante de cada sulco;
- c) Escoamento sem precipitação.

O simulador de chuva foi operado a uma taxa de 62 mm h^{-1} e as taxas de escoamento variaram de 7, 14, 21, 28 e 35 L min^{-1} para cada parcela de sulco (ELLIOT et al., 1989).

Para a calibração dos principais parâmetros do modelo foi escolhido o tratamento c) (sem precipitação), já que no modelo proposto não está incorporado o efeito da quebra dos agregados pela precipitação.

FIGURA 8.1 - LOCALIZAÇÃO DAS PRINCIPAIS SÉRIES DE SOLO



8.3 CALIBRAÇÃO DO MODELO

Para a calibração do modelo, as Séries de solo escolhidas foram Sharpsburg e Cecil, por apresentarem valores do diâmetro mediano dos agregados (d_{50}) citados pela literatura, ou seja:

- para a Série de solo Sharpsburg, d_{50} é igual a 1,39 mm (BRADFORD e HUANG, 1992); e
- para a Série de solo Cecil, Δ_{50} varia de 0,20 a 0,37 mm, sendo que $\Delta_{50} = d_{50} - d_{50}$ submetido a ppt de 64 mm h^{-1} por 15 minutos (TRUMAN et al., 1990).

Entretanto, sabe-se que o diâmetro dos agregados varia com as condições de manejo do solo, mineralogia, método de determinação, entre outros fatores, ou seja, esses valores não são fixos (KEMPER e ROSENAU, 1984; TRUMAN et al., 1990; FREEBAIRN et al., 1991; FLANAGAN et al., 1997; BRADFORD e BLANCHARD, 1999; MOTTA, 2002). A Série de solo Sharpsburg ainda apresenta valores de medição próximos à taxa de desagregação nula, o que representa um balizamento para a determinação da tensão de cisalhamento crítica.

Também foram utilizados nessa calibração, os seguintes valores “médios”:

- $24/Re_{*p}$ para o coeficiente de arraste;
- 1,5 para α_f , já que o teor de argila é maior que 15%;
- ρ_s de acordo com o valor medido por ELLIOT et al. (1989);
- h e Q , de acordo com as condições iniciais calculadas.

TABELA 8.1 - SÍNTESE DAS CARACTERÍSTICAS DOS SOLOS E SUA LOCALIZAÇÃO

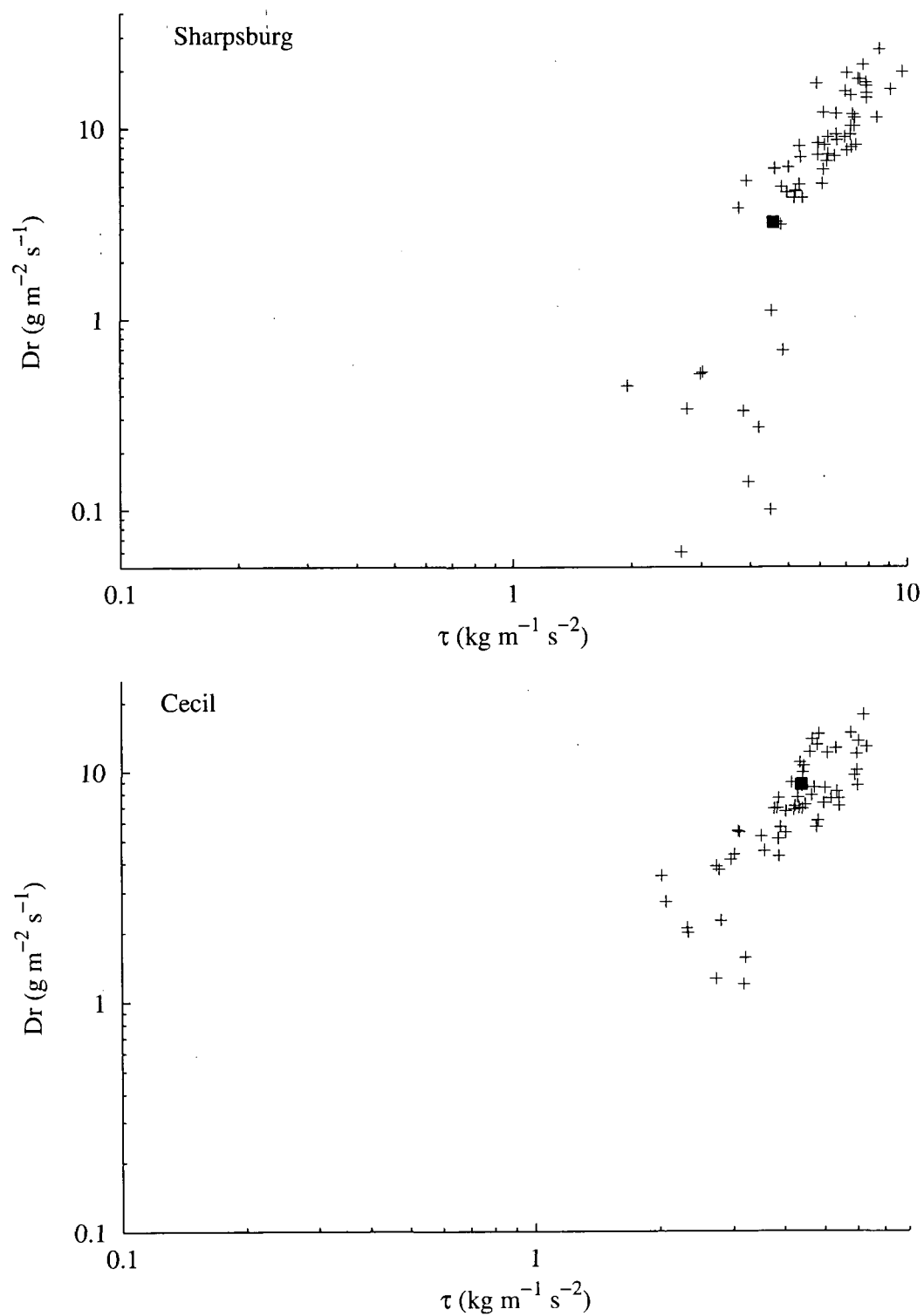
| Série do Solo | Classe textural | Localização | argila | silte | areia | ρ_s | p |
|---------------------|----------------------|-------------------|-------------------------|-------|-------|--------------------|--------------------------------|
| | | | ——g kg ⁻¹ —— | | | kg m ⁻³ | m ³ m ⁻³ |
| Sharpsburg (01) | Argilossiltosa | Lincoln, NE | 398 | 554 | 48 | 1204,17 | 0,55 |
| Hersh (02) | Franco Arenosa | Ord, NE | 97 | 159 | 744 | 2056,00 | 0,22 |
| Keith (03) | Franco-siltosa | Albin, WY | 193 | 318 | 489 | 1360,00 | 0,49 |
| Amarillo (04) | Areia-franca | Big Spring, TX | 73 | 77 | 850 | 1651,66 | 0,38 |
| Woodward (05) | Franco-siltosa | Buffalo, Ca | 139 | 424 | 437 | 1569,17 | 0,41 |
| Heiden (06) | Argila | Waco, TX | 531 | 383 | 86 | 1024,17 | 0,61 |
| Whitney (07) | Franco-arenosa | Fresno, Ca | 72 | 218 | 711 | 1666,60 | 0,37 |
| Academy (08) | Franca | Morris, MN | 82 | 291 | 627 | 1662,50 | 0,37 |
| Los Banos (09) | Argila | Los Banos, CA | 430 | 410 | 160 | 981,66 | 0,63 |
| Portneuf (10) | Franco-siltosa | Twin Falls, WA | 111 | 674 | 215 | 1247,50 | 0,53 |
| Nansene (11) | Franco-siltosa | Pulmman, WA | 111 | 688 | 201 | 1552,5 | 0,41 |
| Zahl (13) | Franco-argiloarenosa | Willinston, ND | 240 | 297 | 463 | 1131,67 | 0,57 |
| Williams (15) | Franca | McClusky, ND | 260 | 324 | 416 | 1276,67 | 0,52 |
| Mexico (19) | Franco-siltosa | Columbia, MO | 260 | 687 | 53 | 1394,17 | 0,47 |
| Cecil (eroded) (23) | Franco-argiloarenosa | Watkinsville, GA | 198 | 156 | 646 | 1375,00 | 0,48 |
| Opequon (26) | Franco-argilosa | Flinstone, MD | 311 | 312 | 377 | 1351,67 | 0,49 |
| Lewisburg (32) | Franco-argilosa | Columbia City, IN | 293 | 322 | 385 | 1355,00 | 0,49 |

De todos os ensaios feitos por ELLIOT et al. (1989) para essas Séries, foi escolhido um, o qual está representado por um quadrado (■), diferenciando-se dos demais pontos (+), conforme pode ser visto na Figura (8.2), considerando escala logarítmica para x e y .

As condições iniciais calculadas, referentes aos pontos escolhidos, tanto para a Série de solo Sharpsburg, como para a Série de solo Cecil, estão dadas na Tabela (8.2). Considerou-se que o volume de controle está, em algum ponto, entre o início e o fim do sulco, onde a altura do escoamento é a altura normal.

Para a realização dessa simulação, foi utilizado o sistema de equações dado por (8.1). O fluxo

FIGURA 8.2 - RELAÇÃO ENTRE τ e D_r , PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG (a) E CECIL (b)



das partículas foi determinado de acordo com as equações (5.15) e (8.2).

TABELA 8.2 - CONDIÇÕES INICIAIS, PARA AS SÉRIES DE SOLO SHARPSBURG (a) e CECIL (b)

| Série | vazão | v | área | R_h | b | τ | S_o | h | ρ_a | v | n |
|-------|---------------|------------|--------|-------|------|------------|-------|-------|-------------|--------------|--------------|
| | $L \min^{-1}$ | $m s^{-1}$ | cm^2 | — | cm — | $N m^{-3}$ | % | cm | $kg m^{-3}$ | $m^2 s^{-1}$ | $s m^{-1/3}$ |
| (a) | 12,26 | 0,20 | 10,2 | 0,73 | 12,2 | 3,73 | 5,19 | 0,836 | 997,8892 | 1,310E-6 | 0,043 |
| (b) | 14,04 | 0,23 | 10,3 | 0,85 | 10,0 | 4,34 | 5,19 | 1,030 | 997,8892 | 0,897E-6 | 0,042 |

Para a solução das condições de contorno, determinou-se a cota da superfície a montante e a velocidade a jusante, pelo método das características, equações (7.39) e (7.31), respectivamente. A velocidade a montante foi considerada constante, igual a velocidade inicial, e a cota da superfície a jusante foi resolvida, numericamente, através da discretização regressiva da equação (8.1c). Entretanto, como considerou-se escoamento permanente, pode-se simplificar essa solução, no que diz respeito às condições de contorno e a equação de quantidade de movimento.

A condição de contorno a montante para a equação de convecção-difusão, ou seja, a concentração das partículas, foi considerada igual a zero. A condição de contorno a jusante foi determinada numericamente, pela discretização regressiva da equação pelo Esquema de MacCormack.

O tempo de simulação foi de 1/2 hora, com $\Delta x = 0,2$ m e $\Delta t = 0,1$ s.

Os resultados medidos por ELLIOT et al. (1989) para D_r e c , referentes à Série de solo Sharpsburg, foram de $3,24 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $16,80 \text{ g L}^{-1}$, respectivamente. E, para a Série de solo Cecil, D_r foi igual a $8,75 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e c igual a $33,20 \text{ g L}^{-1}$.

Para a calibração de tais parâmetros de saída (D_r e c), de acordo com a equação (5.15), o diâmetro dos agregados foi calibrado para 0,7 mm e 0,35 mm, para as Séries de solo Sharpsburg e Cecil, respectivamente. Para estes valores, a tensão de cisalhamento crítica calculada pela equação (5.15) foi, respectivamente, igual a 1,92 Pa e 0,68 Pa. Tais valores estão dentro da amplitude esperada para essas Séries, conforme pode ser visto na Figura (8.2).

De acordo com os valores calibrados, o erro destas calibrações referente a D_r foi de +7,10% e -6,29%, para as Séries de solo Sharpsburg e Cecil, respectivamente. Já, com respeito à concentração das partículas em suspensão, o erro foi de -25,1% e -39,7%, para as Séries de solo Sharpsburg e Cecil, respectivamente.

De acordo com ELLIOT et al. (1989), o conteúdo de sedimentos contidos no escoamento superficial durante o período a) (precipitação até que um equilíbrio no escoamento fosse atingido) é proveniente da erosão entressulcos. Os autores também argumentam que, em todos os experimentos, nenhuma *headcut* foi formada. Esses fatores indicam que a água poderia já conter partículas dissolvidas, oriundas da erosão entressulcos, e não ter sido zero, como foi considerado nesta tese. Com relação ao fato de não haverem sido formadas *headcuts*, ressalta-se que em todos os ensaios feitos por ELLIOT et al. (1989) o escoamento foi sempre subcrítico e, de acordo com NEARING et al. (1997), experiências significantes de *headcuts* são visualizadas em escoamentos supercríticos.

Com relação a tensão de cisalhamento crítica, sabe-se que esta varia, diretamente, de acordo com o tamanho dos agregados (SHIELDS, ¹, citado por GARDE e RANGA RAJU, 1985, p. 66). Assim, como mostrado nos parágrafos anteriores, quanto maior o diâmetro do agregado maior a tensão de cisalhamento e, conseqüentemente, menor a taxa de desagregação.

A maior variabilidade da taxa de desagregação, para níveis baixos de tensão de cisalhamento, como pode-ser ver na Figura (8.2), pode indicar que existe uma gama maior de tamanhos de agregados e, conseqüentemente, uma maior variação da rugosidade do fundo do canal, o que leva a existência de inúmeras tensões de cisalhamento críticas. KIRCHNER et al. (1990) fazem uma extensa abordagem sobre os efeitos que a rugosidade do canal e da partícula podem causar na tensão de cisalhamento crítica.

Com uma metodologia para a determinação do diâmetro mediano dos agregados, como a proposta por TRUMAN et al. (1990), acrescida de uma análise estatística, poderão ser estabelecidos intervalos de diâmetros de agregados e, conseqüentemente, intervalos de tensões de cisalhamento críticas, onde há a possibilidade do solo iniciar a desagregar. Dificilmente este valor será único, como foi considerado nesta tese e em todas as análises de erosão já feitas, que não levem em conta princípios de probabilidade.

Vale a pena discutir alguns aspectos referentes à mineralogia das Séries de solo estudadas. Como pode-se ver na Tabela (8.2), as condições hidráulicas e a declividade de ambas as séries são, praticamente, as mesmas, entretanto, a Série de solo Cecil apresentou uma taxa de desagregação quase 2,5 vezes maior que a Série de solo Sharpsburg. Esse efeito pode ser devido as diferenças

¹SHIELDS, A. Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. *Mitteilungen der Pruessischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau*, Berlin, 1936.

no grau de desenvolvimento destes solos e do teor de argila, variáveis que são consideradas no coeficiente k_f e no diâmetro dos agregados.

Conforme pode ser visto no Anexo A, a Série de solo Sharpsburg tem como mineral de origem, uma argila expansível – a montmorilonita – cuja superfície específica é da ordem de $800 \text{ m}^2 \text{ g}^{-1}$. Já, a Série de Solo Cecil apresenta como mineralogia a caulinita, cuja superfície específica é da ordem de $15 \text{ m}^2 \text{ g}^{-1}$. Ou seja, a primeira apresenta uma capacidade de reter cátions e água bastante superior à segunda, fatores que podem contribuir para um aumento do diâmetro dos agregados, diminuindo o efeito erosivo da água, conforme os resultados aqui apresentados para a Série de solo Sharpsburg, cujo diâmetro mediano dos agregados foi o dobro do que o calibrado para a Série de solo Cecil.

Além disso, a Série de solo Sharpsburg apresenta o dobro de argila em relação a Série de solo Cecil.

BRADFORD e BLANCHARD (1999), também constataram que a erodibilidade de solos derivados de montmorilonita são inferiores a de solos derivados de caulinita. Segundo estes autores, a menor área superficial da caulinita (e, também, da ilita) faz com que as forças interpartículas deste material e, conseqüentemente, sua resistência à erosão, sejam menores do que as forças de resistência de materiais oriundos de montmorilonita.

Uma análise dos principais parâmetros responsáveis pela desagregação do solo é mostrada na seção (8.5).

A partir destes valores calibrados foi realizada a análise de sensibilidade, tomando como exemplo, as Séries de solo Cecil e Sharpsburg.

8.4 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE

A fim de melhorar o entendimento e as previsões do modelo proposto, realizou-se uma análise de sensibilidade para as principais variáveis de entrada do modelo, para avaliar quais delas exercem uma influência significativa sobre as variáveis de saída. Esta análise também fornece um guia, aos usuários, para que os parâmetros de entrada sejam obtidos com precisão (ROLOFF et al., 1998).

Além dos parâmetros d , α_f e C_d , foi feita, também, a análise de sensibilidade para ρ_s , h e Q .

A partir dos valores calibrados na seção anterior foi feita a análise de sensibilidade para uma variação de $\pm 20\%$ e $\pm 40\%$. As amplitudes dos parâmetros utilizados estão mostradas nas Tabelas

(8.3) e (8.4), para as Séries de solo Sharpsburg e Cecil, respectivamente.

TABELA 8.3 - VARIAÇÃO DOS PARÂMETROS, PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG

| d mm | α_f - | C_d - | ρ_s kg m ³ | h m | Q L min ⁻¹ |
|-----------|-----------------|-----------------|-------------------------------|----------|----------------------------|
| 0,98 | 2,1 | 33,6/ Re_{*p} | 1685,84 | 0,01174 | 17,16 |
| 0,84 | 1,8 | 28,8/ Re_{*p} | 1445,00 | 0,01003 | 14,71 |
| 0,70 | 1,5 | 24/ Re_{*p} | 1204,17 | 0,00836 | 12,26 |
| 0,56 | 1,2 | 19,2/ Re_{*p} | 963,36 | 0,00669 | 9,81 |
| 0,42 | 0,9 | 14,4/ Re_{*p} | 722,50 | 0,00502 | 7,35 |

TABELA 8.4 - VARIAÇÃO DOS PARÂMETROS, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL

| d mm | α_f - | C_d - | ρ_s kg m ³ | h m | Q L min ⁻¹ |
|-----------|-----------------|-----------------|-------------------------------|----------|----------------------------|
| 0,49 | 2,1 | 33,6/ Re_{*p} | 1925,00 | 0,01442 | 19,66 |
| 0,42 | 1,8 | 28,8/ Re_{*p} | 1650,00 | 0,01236 | 16,85 |
| 0,35 | 1,5 | 24/ Re_{*p} | 1375,00 | 0,01030 | 14,04 |
| 0,28 | 1,2 | 19,2/ Re_{*p} | 1100,00 | 0,00824 | 11,23 |
| 0,21 | 0,9 | 14,4/ Re_{*p} | 825,00 | 0,00618 | 8,42 |

De acordo com a síntese da análise de sensibilidade, para as Séries de solo Sharpsburg e Cecil, mostrada, respectivamente, nas Tabelas (8.5) e (8.6), pode-se verificar que com relação a taxa de desagregação, os parâmetros mais sensíveis foram o diâmetro dos agregados, a massa específica do solo e a vazão. E, com relação a concentração das partículas em suspensão, o parâmetro mais sensível foi o diâmetro dos agregados. Os valores originais dos resultados apresentados nas Tabelas (8.5) e (8.6), encontram-se nos Anexos B e C.

Como a vazão e a massa específica do solo são parâmetros de fácil obtenção, resta obter uma boa metodologia para a determinação do diâmetro dos agregados para realizar a calibração do modelo.

NIEWCZAS e WITKOWSKA-WALCZAK (2003) fazem uma análise dos principais índices propostos para expressar a distribuição do tamanho dos agregados. Entretanto, TRUMAN et al. (1990) foram os primeiros pesquisadores que incluíram na determinação do diâmetro dos agregados o efeito da precipitação, o que torna esta metodologia bastante interessante para estudos de erosão.

Em modelos de erosão que não levam em consideração o efeito da precipitação na quebra dos agregados, como o desenvolvido nesta tese, a metodologia proposta por TRUMAN et al. (1990) é a mais indicada no momento.

TABELA 8.5 - ANÁLISE DE SENSIBILIDADE PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG

| I | ———— D_r (erro %) ———— | | | | ———— c (erro %) ———— | | | |
|------------|--------------------------|---------------|---------------|----------------|------------------------|---------------|---------------|---------------|
| | -40% | -20% | +20% | +40% | -40% | -20% | +20% | +40% |
| α_f | +66,28 | +24,50 | -16,71 | -28,82 | +66,48 | +24,94 | -16,68 | -28,51 |
| C_d | -40,06 | -20,17 | +19,88 | +39,77 | -39,97 | -20,01 | +19,94 | +39,95 |
| d | +176,66 | +55,91 | -30,55 | - | +177,04 | +56,16 | -30,58 | - |
| ρ_s | -43,80 | -26,51 | +43,80 | +124,50 | +25,02 | +7,15 | 0,0 | +6,99 |
| h | -50,14 | -25,94 | +26,51 | +54,18 | +7,62 | +3,25 | 0,97 | -4,57 |
| Q | -66,86 | -38,90 | +49,57 | +111,24 | +12,87 | +5,49 | -4,29 | -7,86 |

TABELA 8.6 - ANÁLISE DE SENSIBILIDADE PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL

| I | ———— D_r (erro %) ———— | | | | ———— c (erro %) ———— | | | |
|------------|--------------------------|---------------|---------------|----------------|------------------------|---------------|---------------|---------------|
| | -40% | -20% | +20% | +40% | -40% | -20% | +20% | +40% |
| α_f | +66,46 | +25,00 | -16,58 | -28,54 | +66,40 | +24,91 | -15,30 | -28,53 |
| C_d | -39,88 | -19,88 | +20,00 | +39,88 | -39,94 | -19,97 | +19,92 | +39,84 |
| d | +176,71 | +56,10 | -30,49 | -48,90 | +176,38 | +56,02 | -30,50 | -48,93 |
| ρ_s | -51,10 | -32,32 | +62,43 | +208,54 | +16,47 | +2,84 | +6,14 | +25,21 |
| h | -48,29 | -24,51 | +25,00 | +50,00 | +7,44 | +3,09 | -2,45 | -4,34 |
| Q | -67,07 | -38,78 | +50,24 | +112,19 | +13,23 | +5,59 | -4,44 | -8,04 |

Com base nos resultados dessa análise de sensibilidade, foram feitas simulações para todas as 17 séries escolhidas, a fim de calibrar os resultados apresentados por ELLIOT et al. (1989).

8.5 CALIBRAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS NA AMÉRICA DO NORTE

Para a calibração das 17 Séries de solo selecionadas dos experimentos de ELLIOT et al. (1989) escolheu-se um, em cada série, de todos os experimentos conduzidos por esses autores, o qual está representado por um quadrado (■), diferenciando-se dos demais pontos (+), conforme pode ser visto nas Figuras (9.1) a (9.9), do Anexo D. Os pontos escolhidos apresentam tensões de cisalhamento semelhantes, para facilitar a comparação entre as Séries de solo, quando possível.

Como os experimentos de ELLIOT (1989) foram conduzidos em regime permanente, o mesmo foi considerado nas simulações feitas, embora tenha-se utilizado as equações dadas por (8.1). O fluxo das partículas foi determinado pelas equações (5.15) e (8.2).

Para a determinação da tensão de cisalhamento crítica fixa, como a maioria das simulações feitas ELLIOT et al. (1989) não apresentavam valores próximos a uma taxa de desagregação nula (o que impossibilitou a determinação de τ_c por um ajuste de regressão), traçou-se uma reta passando, aproximadamente, pela metade dos pontos medidos até a base do eixo x, conforme pode ser visto nas Figuras (9.1) a (9.9), do Anexo D.

Para a calibração da equação (5.15), o principal parâmetro de ajuste foi o diâmetro dos agregados, d . Considerou-se α_f igual a 1,0, para as Séries onde a percentagem de argila é $\leq 15\%$, e igual a 1,5, para as Séries onde a percentagem de argila é $> 15\%$. O coeficiente de arraste foi determinado de acordo com a equação (5.16).

Para a solução das condições de contorno, determinou-se a cota da superfície a montante e a velocidade a jusante, pelo método das características, através das equações (7.39) e (7.31). A velocidade a montante foi considerada constante, igual a velocidade inicial, e a cota da superfície a jusante foi resolvida, numericamente, através da discretização regressiva da equação (8.1c).

Para a determinação da altura do escoamento, no tempo inicial, considerou-se que o volume de controle está em algum ponto, entre o início e o fim do sulco, onde a altura do escoamento é a altura normal. O tempo de simulação foi de 1 hora, com $\Delta x = 0,2$ m e $\Delta t = 0,1$ s.

No Anexo E, estão os valores dos parâmetros hidráulicos iniciais utilizados nas simulações das

17 Séries de solo selecionadas. O resultado da calibração, para todas as séries, está mostrado na Tabela (8.8).

Pode-se fazer vários comentários referentes aos resultados mostrados na Tabela (8.8):

a) Coeficiente k_f

Com relação aos valores do coeficiente k_f , descritos na Tabela (8.8), e do teor de argila, obtido da Tabela (8.1), fez-se uma correlação, mostrada na Figura (8.3), onde se pode verificar que o teor de argila é o principal fator responsável pela variação de k_f . Embora este coeficiente não seja de difícil determinação, considerando a baixa variação de α_f para solos saturados, ele pode ser determinado através de uma curva de regressão, quando necessário, assim como pode ser simplificado para:

$$k_f = \frac{\text{teor de argila}}{\alpha_f} \frac{1}{64.000}. \quad (8.3)$$

O valor 64.000 foi obtido após multiplicar a relação entre a massa específica do solo e um valor unitário (ρ_s/ρ_{uni}), ambos em kg m^{-3}) e a porosidade do solo em percentagem (p%) (dados na Tabela 8.1), e fazer a média para todas as séries de solo estudadas. Este produto variou de 46.075 a 66.232.

Embora esse valor tenha sido obtido para solos de regiões temperadas, pode-se notar na Tabela (8.7) que para solos representativos de regiões tropicais, como o Brasil, este valor também pode ser usado. Os valores foram obtidos para a profundidade superficial (0 - 20 cm).

b) d e τ_c

Com relação ao diâmetro dos agregados pode-se observar, na Tabela (8.8), que os mesmos variaram de 0,18 a 0,80 mm, ou seja, dentro das frações areia grossa e agregados.

De acordo com a literatura, em áreas entressulcos, com uma intensidade de precipitação de 56 mm h^{-1} e 31 mm h^{-1} , os diâmetros medianos dos agregados estavam dentro das frações areia fina e silte, e foram de 14,25 μm e 15,88 μm , respectivamente (MARTINÉZ-MENA et al., 2002), ou seja, é de se esperar que em sulcos, onde a intensidade do escoamento é maior, partículas maiores possam ser transportadas.

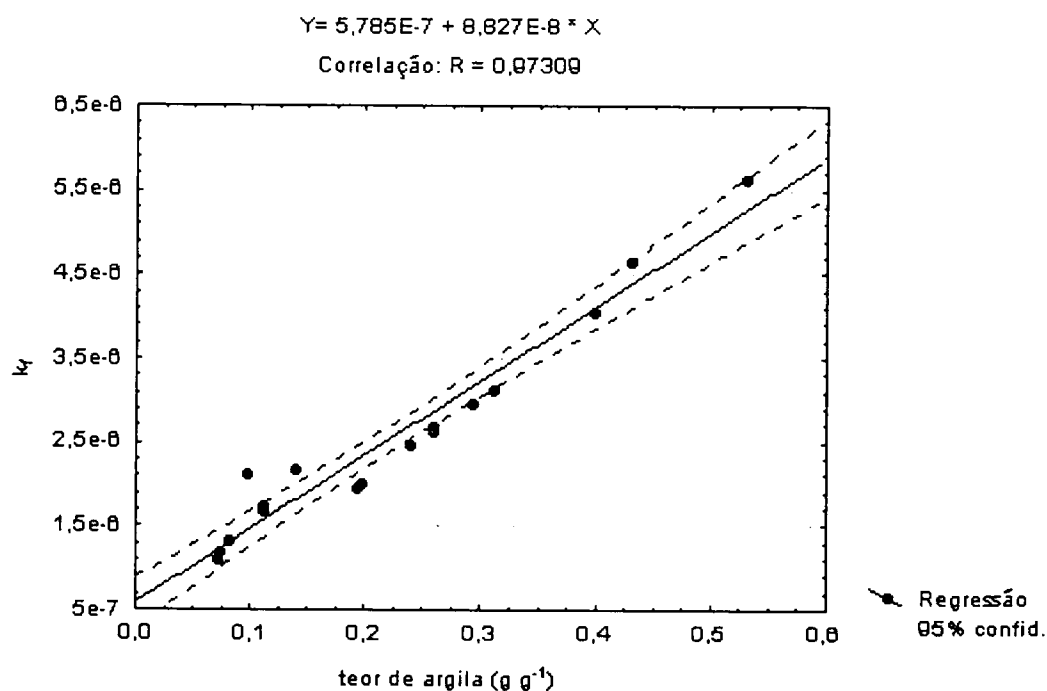
FIGURA 8.3 - CORRELAÇÃO ENTRE k_f E O TEOR DE ARGILA

TABELA 8.7 - ANÁLISE FÍSICA DE ALGUNS SOLOS, ENCONTRADOS NO BRASIL

| p % | ρ_s/ρ_{uni} | $\rho_s/\rho_{uni} \cdot p\%$ | CLASSE DE SOLO | REFERÊNCIA |
|--------|---------------------|-------------------------------|--|------------------------------|
| 53,85 | 1.200 | 64.615 | Latossolo Vermelho-Escuro textura franco arenosa* | SILVA e ROSOLEM (2001) |
| 31,87 | 1.710 | 54.502 | Podzólico Vermelho Amarelo T_b distrófico* | ALBUQUERQUE e REINERT (2001) |
| 62,04 | 1.040 | 64.526 | Latossolo Vermelho* | GIAROLA (2002) |
| 60,15 | 1.080 | 64.959 | Cambissolo Háptico T_b distrófico** | PEDROTTI et al. (2003) |
| 51,14 | 1.280 | 64.465 | Argissolo Vermelho-Amarelo distrófico** | PEDROTTI et al. (2003) |
| 55,72 | 1.200 | 66.863 | Latossolo Vermelho acriférrico** | PEDROTTI et al. (2003) |

* de acordo com EMBRAPA (1988).

** de acordo com EMBRAPA (1999).

Existem poucas informações na literatura sobre o tamanho mediano dos agregados, como por exemplo, os valores já citados para as Séries de solo Cecil e Sharpsburg. Com relação a Série de solo Portneuf, a qual apresentou o menor valor calibrado para d (0,18 mm), sabe-se que esse solo é

fracamente estruturado e proveniente de depósitos eólicos (KEMPER e ROSENAU, 1984). Esses fatores podem explicar o pequeno tamanho do agregado. Já com relação a Série de solo Heiden, com um diâmetro de agregado calibrado em 0,40 mm, de acordo com a metodologia proposta por TRUMAN et al. (1990), Δ_{50} (d_{50} - d_{50} submetido a ppt de 64 mm h^{-1} por 15 minutos) variou de 0,28 a 0,62, ou seja, o valor calibrado está dentro destes limites. A Série de solo Heiden apresenta uma coesão elevada, o que é comprovada pelo seu alto teor de argila.

A metodologia proposta por TRUMAN et al. (1990) parece ser bastante indicada para estudos envolvendo erosão, já que leva em consideração o efeito da intensidade de precipitação no tamanho final do agregado. Os valores dos agregados calibrados, nesta tese, estavam dentro do intervalo determinado por TRUMAN et al. (1990). Por outro lado, as metodologias que consideram apenas a agitação e o peneiramento dos agregados umedecidos podem superestimar esse valor.

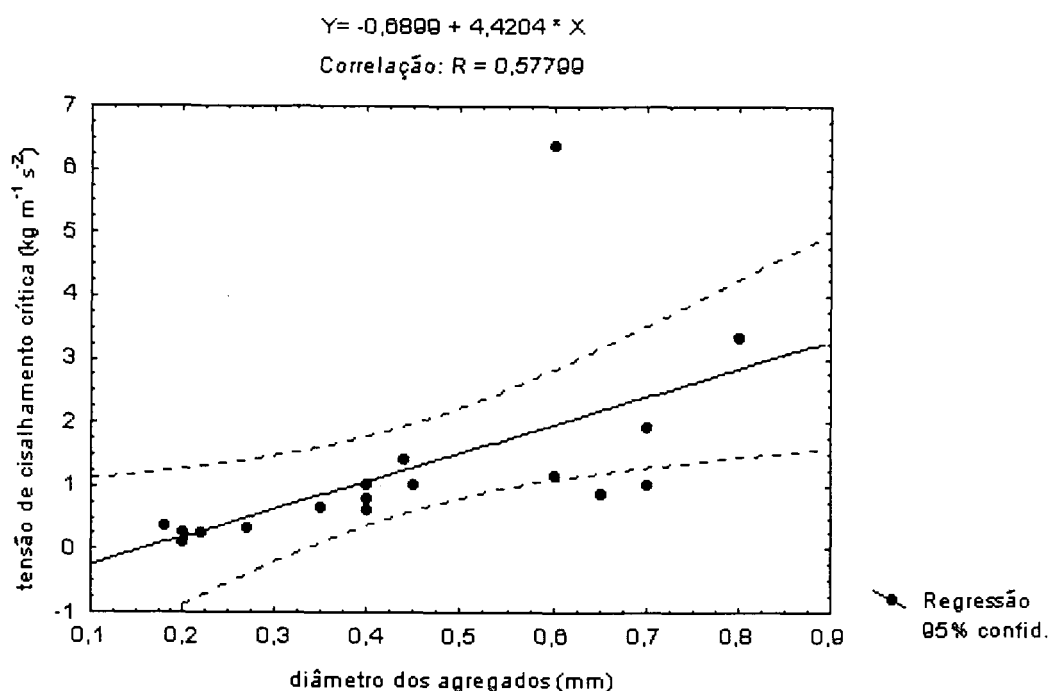
Com respeito aos resultados obtidos com a equação (5.15), considerando que a tensão de cisalhamento crítica é variável, é sabido, na literatura (a partir do parâmetro de Shields), que existe uma relação direta entre o diâmetro das partículas e a tensão de cisalhamento crítica (KOMAR, 1987). O mesmo resultado foi encontrado neste estudo. A plotagem dos valores de d e τ_c , da Tabela (8.8), pode ser visualizada na Figura (8.4).

A estimativa de τ_c obtida a partir da relação entre D_r e τ , conforme as Figuras (9.1) a (9.9), do Anexo D, apresentou um erro maior que 22,0% em 65% das calibrações. Grande parte desse erro, provavelmente, foi devido à falta de dados, em baixas taxas de desagregação, o que dificultou a extrapolação da reta traçada, e a grande dispersão dos valores, principalmente, sob baixas taxas de tensão de cisalhamento. Esta dispersão mostra a impossibilidade de existir apenas um valor (ou um único diâmetro de agregado), mesmo para escoamento permanente, a partir do qual o solo comece a desagregar.

Como bem argumentaram KIRCHNER et al. (1990), a tensão de cisalhamento crítica varia não só espacialmente, devido à variação da rugosidade do fundo de local para local, mas também, pelas flutuações temporais da tensão de cisalhamento aplicada. Como já foi mencionado em parágrafos anteriores, é muito mais coerente determinar estatisticamente as faixas de agregados que um solo possui e a partir disto, estimar as faixas de tensão de cisalhamento críticas, do que insistir em um único valor, para ambas as variáveis.

TABELA 8.8 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS MEDIDOS E CALCULADOS

| Série | τ | k_f | α_f | d | C_d | D_r | τ_c | D_r | erro | τ_c | D_r | erro |
|------------------|----------------------------------|---------|------------|------|-------|---------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|--------|----------------------------------|---------------------------------|---------|
| de solo | $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ | - | - | mm | - | $\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$ | $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ | $\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$ | % | $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ | $\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$ | % |
| | | | | | | medido | calculado | eq. (5.15) | | estimado | eq. (8.2) | |
| Amarillo (r04) | 3,90 | 1,17E-6 | 1,0 | 0,20 | 1,79 | 44,20 | 0,11 | 52,17 | +18,03 | 0,32 | 18,12 | -59,00 |
| Nansene (r11) | 5,62 | 1,73E-6 | 1,0 | 0,27 | 1,32 | 30,19 | 0,34 | 28,65 | -5,09 | 0,32 | 30,48 | +0,96 |
| Woodward (r05) | 5,40 | 2,17E-6 | 1,0 | 0,40 | 0,73 | 22,68 | 0,63 | 22,75 | +0,32 | 0,80 | 17,90 | -21,07 |
| Hersh (r02) | 4,68 | 2,10E-6 | 1,0 | 0,60 | 0,76 | 22,20 | 1,17 | 19,96 | -10,09 | 0,50 | 46,69 | +110,33 |
| Zahl (r13) | 4,49 | 2,47E-6 | 1,5 | 0,22 | 1,56 | 17,23 | 0,27 | 18,71 | +8,57 | 0,60 | 8,26 | -52,09 |
| Whitney (r07) | 3,63 | 1,16E-6 | 1,0 | 0,20 | 1,77 | 15,05 | 0,26 | 13,71 | -8,89 | 0,35 | 10,06 | -33,64 |
| Academy (r08) | 4,34 | 1,32E-6 | 1,0 | 0,65 | 0,65 | 14,03 | 0,88 | 12,98 | -7,49 | 0,35 | 27,95 | +99,19 |
| Heiden (r06) | 4,24 | 5,63E-6 | 1,5 | 0,40 | 0,84 | 10,55 | 0,81 | 11,35 | +7,59 | 0,50 | 18,31 | +73,61 |
| Cecil (r23) | 4,34 | 1,99E-6 | 1,5 | 0,35 | 0,93 | 8,75 | 0,68 | 8,21 | -6,20 | 0,70 | 8,00 | -8,56 |
| Mexico (r19) | 3,93 | 2,62E-6 | 1,5 | 0,70 | 0,62 | 7,75 | 1,03 | 7,83 | +0,98 | 0,70 | 11,46 | +47,90 |
| Lewisburg (r32) | 5,08 | 2,95E-6 | 1,5 | 0,44 | 0,64 | 6,37 | 1,44 | 6,60 | +3,64 | 1,50 | 6,32 | -0,79 |
| Williams (r15) | 4,84 | 2,62E-6 | 1,5 | 0,40 | 0,79 | 6,33 | 1,04 | 6,79 | +7,34 | 1,50 | 4,70 | -25,71 |
| Keith (r03) | 5,43 | 1,94E-6 | 1,5 | 0,45 | 1,04 | 6,01 | 1,00 | 5,87 | -2,35 | 1,80 | 3,69 | -38,64 |
| Portneuf (r10) | 3,89 | 1,68E-6 | 1,0 | 0,18 | 2,15 | 5,65 | 0,39 | 5,25 | -7,02 | 0,80 | 2,58 | -54,40 |
| Sharpsburg (r01) | 3,73 | 4,04E-6 | 1,5 | 0,70 | 0,73 | 3,24 | 1,92 | 3,46 | +6,95 | 1,80 | 3,73 | +14,08 |
| Los Banos (r09) | 4,66 | 4,64E-6 | 1,5 | 0,80 | 0,40 | 2,63 | 3,33 | 2,48 | -5,78 | 2,48 | 2,95 | +12,21 |
| Opequon (r26) | 6,50 | 3,13E-6 | 1,5 | 0,60 | 0,52 | 1,12 | 6,37 | 1,40 | +25,04 | 4,00 | 2,23 | +99,13 |

FIGURA 8.4 - CORRELAÇÃO ENTRE τ_c E d 

Na equação proposta nesta tese (equação 5.15) está explicitamente mostrado que a tensão de cisalhamento crítica não depende apenas das variáveis ρ_s , ρ_a , g , d , mas da tensão de cisalhamento (τ), da velocidade média do escoamento (v) e da viscosidade (ν).

Espera-se que com essa equação, possa-se contribuir para uma melhor compreensão do início do movimento das partículas do fundo. Entretanto, esta equação será melhor utilizada quando for considerado que o fundo do canal é composto por vários diâmetros de partículas e com rugosidade variável.

Mas, ainda existem muitas outras dúvidas relacionadas com o processo erosivo, como por exemplo, em relação à velocidade ou ao fluxo ao nível da partícula. O que se sabe é que a velocidade necessária para degradar o fundo de um canal é muito maior que a velocidade necessária para manter o movimento das partículas de mesmo tamanho do fundo (GRAF, 1984), e que o perfil logarítmico da velocidade é válido apenas acima de 100 vezes uma distância relacionada com a rugosidade do fundo (KIRCHNER et al., 1990). Segundo outros autores, a contribuição da viscosidade turbulenta é negligenciável a distâncias da parede menores que 4 a 5 unidades (HETSRONI, 1989), sendo que uma unidade de distância é definida pela razão entre a viscosidade cinemática

e a velocidade de atrito (ILIPOULOS et al., 2003). Para os escoamentos estudados, nesta tese, essa distância mínima variou de 0,0131 mm a 0,0195 mm.

De acordo com KIRCHNER et al. (1990), existe uma urgente necessidade de um entendimento mais completo do escoamento próximo ao fundo.

A utilização de técnicas que permitem um estudo detalhado da velocidade média local (LDA) ou do tamanho das partículas e de sua velocidade no campo de escoamento (PDA) certamente são necessárias, não apenas para o estudo de dispersão de partículas pela turbulência, longe da camada-limite (BRENN et al., 2003), mas muito próximo ou dentro desta camada, como é o caso da desagregação das partículas do fundo.

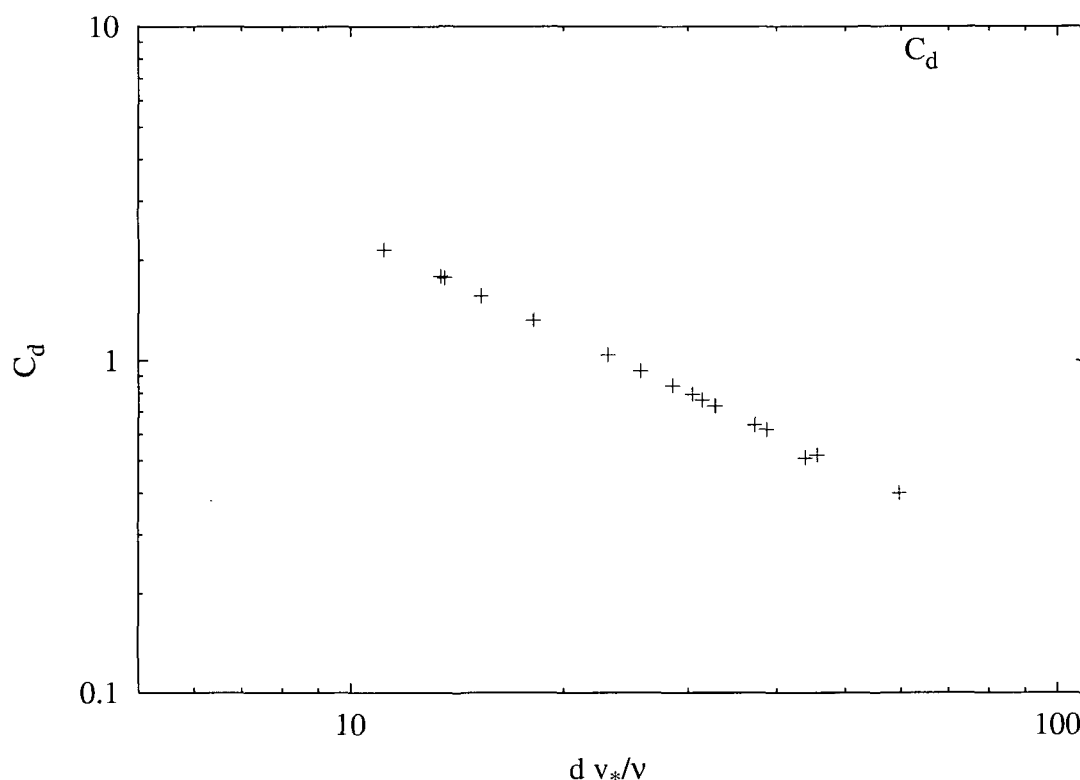
c) C_d e Re_{*p}

Com respeito ao coeficiente de arraste (C_d) ser ajustado pela equação (5.16), cabe lembrar que esta é apenas uma aproximação grosseira, pois não se sabe quanto a viscosidade do escoamento aumenta próximo à partícula de agregado, já que as propriedades viscosas deste variam com a mineralogia e o grau de desenvolvimento dos solos. Mas, esta propriedade pode ser determinada experimentalmente.

A variação dos valores de C_d (descritos na Tabela (8.8)) em relação a Re_{*p} , para as 17 séries de solo estudadas, está mostrada na Figura (8.5). Os valores de Re_{*p} variaram de 11,15 a 59,69. Não foi encontrado, na literatura, nenhum valor comparativo para os resultados obtidos.

Com respeito ao valor médio de Reynolds (Re), calculado com base na velocidade e altura médias do escoamento, o mesmo foi de 2.596, oscilando de 1.057 a 6042, ou seja, de acordo com os limites dados pela literatura (CHOW, 1959), o escoamento não foi turbulento (> 2.000) em todas as simulações feitas. De acordo com estes valores, 17 Séries de solo estudadas, nesta tese, 6 simulações podem ter sido feitas em regime de transição (35,0%). Entretanto, BUNTE e POESEN (1993) mostram que em superfícies com elementos rugosos, a turbulência localizada é presente e ativa mesmo em valores de Re em torno de 250. NEARING et al. (1997) acreditam que, em condições de rugosidade elevada, a transição do escoamento de laminar para turbulento se dê entre 200 e 300 Re , embora o número de Reynolds (Re) não seja um bom preditor dos fatores de atrito em sulcos.

Para DURST et al. (1998), um escoamento turbulento, totalmente desenvolvido, é atingido, muito rapidamente, com $Re \approx 4.000$. Com $Re \approx 1.800$, a turbulência é de 0,007 e constante.

FIGURA 8.5 - RELAÇÃO ENTRE C_d E Re_{*p} .

Entretanto, esses autores não comentam sobre a rugosidade do fundo e se esses valores podem ser aplicáveis para escoamentos em canais altamente rugosos, como é o caso de sulcos. A ordem de grandeza da turbulência no fundo de um canal rugoso, aparentemente, nunca foi determinada.

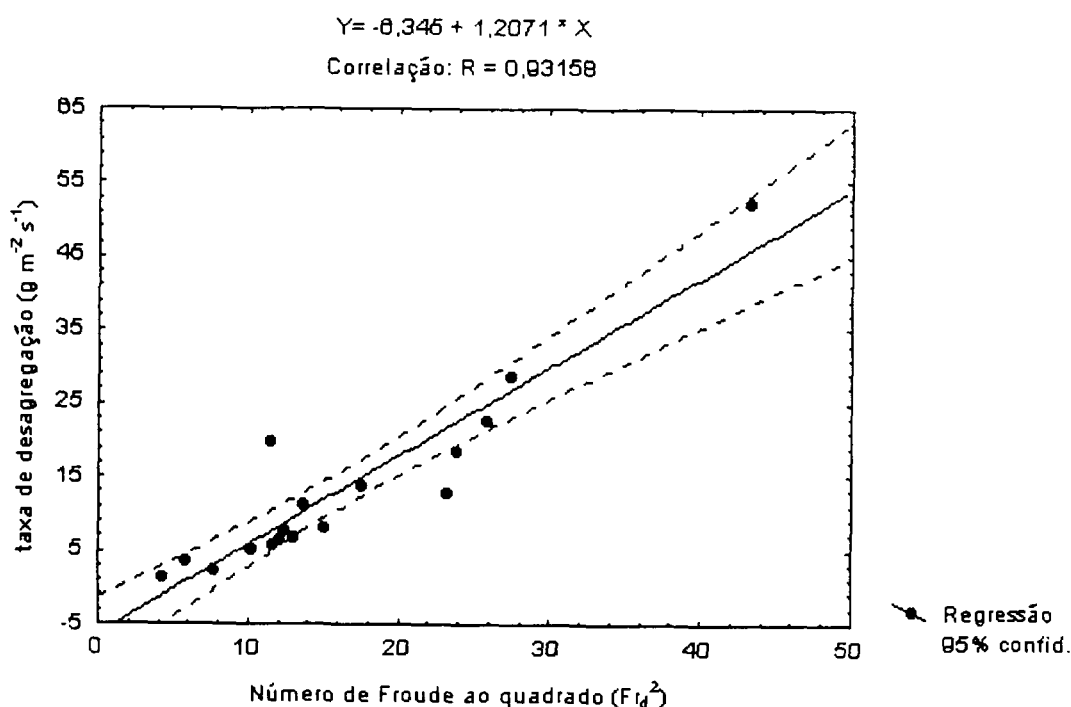
O regime de escoamento é outro assunto bastante complexo e pouco estudado para superfícies rugosas, como sulcos, mas que merece ser olhado com atenção.

d) Principais fatores responsáveis pela desagregação

Devido a enorme complexidade envolvida no processo de desagregação, não se pode esperar que apenas um fator o explique. Isso fica claro quando se utilizam parâmetros adimensionais, os quais englobam um grande número de variáveis para explicar um fenômeno, por exemplo, o número de Froude referente à forma da partícula, o número de Reynolds ou o coeficiente de arraste. Apesar disso, pode-se isolar alguns fatores, como o diâmetro das partículas, a velocidade do escoamento, a percentagem de argila ou a CTC dos solos, e obter o efeito específico destes sobre a desagregação.

Para analisar a influência dos vários parâmetros utilizados, foram feitas várias correlações, das quais são mostradas apenas as mais significativas. Por exemplo, com relação aos parâmetros adimensionais, Fr_d^2 e Re_{*p} , obteve-se uma alta correlação positiva entre o primeiro e D_r ($R = 0,93$), já com relação a Re_{*p} , a correlação foi bastante sutil ($R = -0,38$). A correlação entre Fr_d^2 e D_r está mostrada na Figura (8.6). Obteve-se também uma correlação entre D_r e C_d ($R = 0,45$).

FIGURA 8.6 - CORRELAÇÃO ENTRE D_r E Fr_d^2



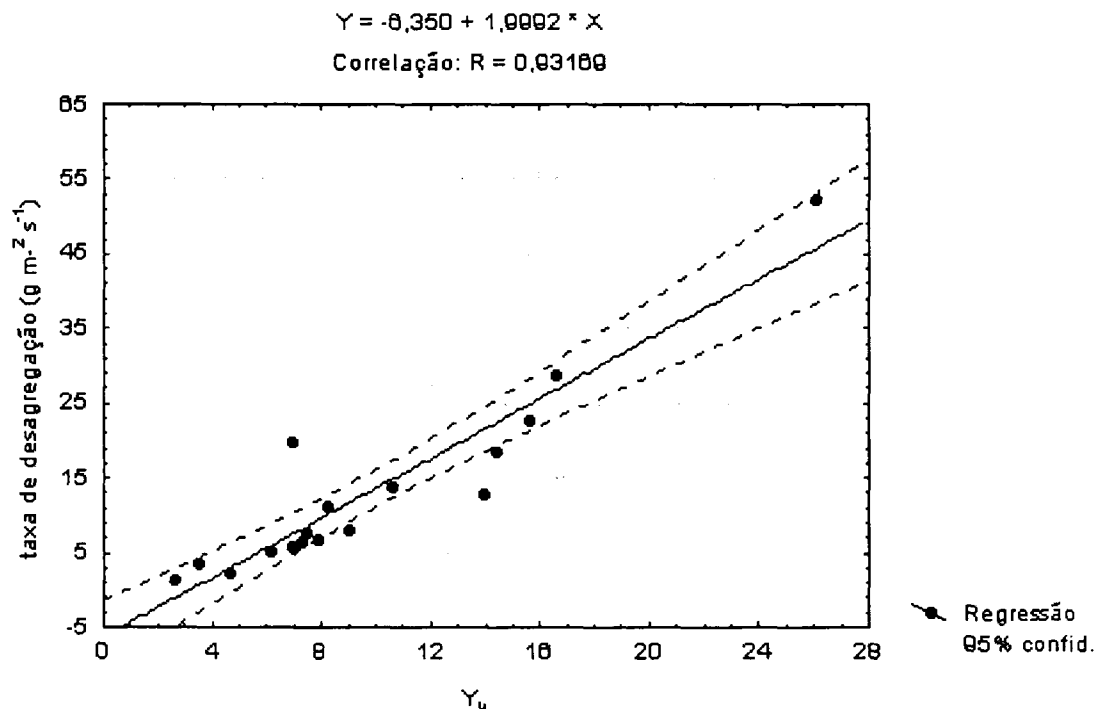
Entretanto quando correlacionou-se a velocidade do escoamento e o diâmetro dos agregados, separadamente, com a taxa de desagregação, obteve-se valores baixos para ambas as variáveis: $R = -0,49$ para o diâmetro e $R = 0,46$ para a velocidade. Estas correlações estão mostradas, respectivamente, nas Figuras (8.8) e (8.9). A correlação negativa do diâmetro dos agregados com a taxa de desagregação, ou seja, a nítida tendência da taxa de desagregação diminuir com o aumento do tamanho do agregado, confirma as especulações dadas pela literatura que um maior tamanho de agregado garante uma melhor estrutura do solo e, assim, uma maior resistência à erosão. A correlação positiva com a velocidade é obtida e dispensa comentários.

De acordo com a literatura não existe uma interpretação física para Fr_d , principalmente, com relação ao numerador (YALIN, 1977). Entretanto, pode-se dar uma interpretação, se Fr_d for multi-

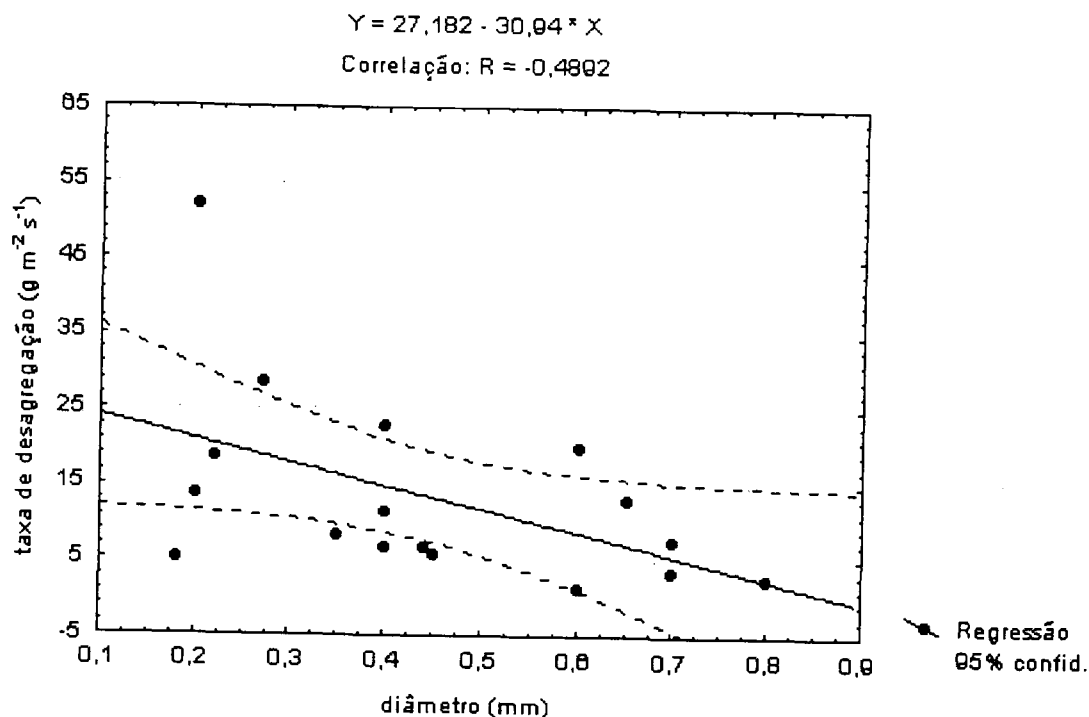
plicado por $\rho_a/(\rho_p - \rho_a)$, parâmetro denominado de Y_u . A correlação continua a mesma, conforme pode ser visto na Figura (8.7), ou seja, Y_u representa a razão entre a energia cinética e a energia potencial (YALIN, 1977). O resultado dessa correlação mostra que a desagregação não depende só do balanço entre as forças de inércia e de resistência, mas do balanço entre a energia cinética e a energia potencial. E a importância dos componentes de energia no transporte de partículas é a premissa básica do produto τv , de acordo com a teoria de Bagnold (**ver** seção (3.3.3)), a qual foi levada em consideração na equação (5.12).

Embora a maioria dos autores expressem o movimento incipiente em termos da força trativa, de acordo com NEILL (1967), não existe nenhuma razão para que dados experimentais não possam ser correlacionados dimensionalmente em termos da velocidade média. Em seu estudo, o autor descreve a análise dimensional para a determinação de Y_u e compara os resultados obtidos com outras teorias.

FIGURA 8.7 - CORRELAÇÃO ENTRE D_r E Y_u



Era de se esperar, também, que existisse uma correlação entre o diâmetro dos agregados com o teor de argila ($R = 0,46$) ou com a CTC dos solos ($R = 0,45$), já que se está atribuindo que o tamanho dos agregados é dependente das cargas do solo e do teor de argila. Da mesma maneira, também

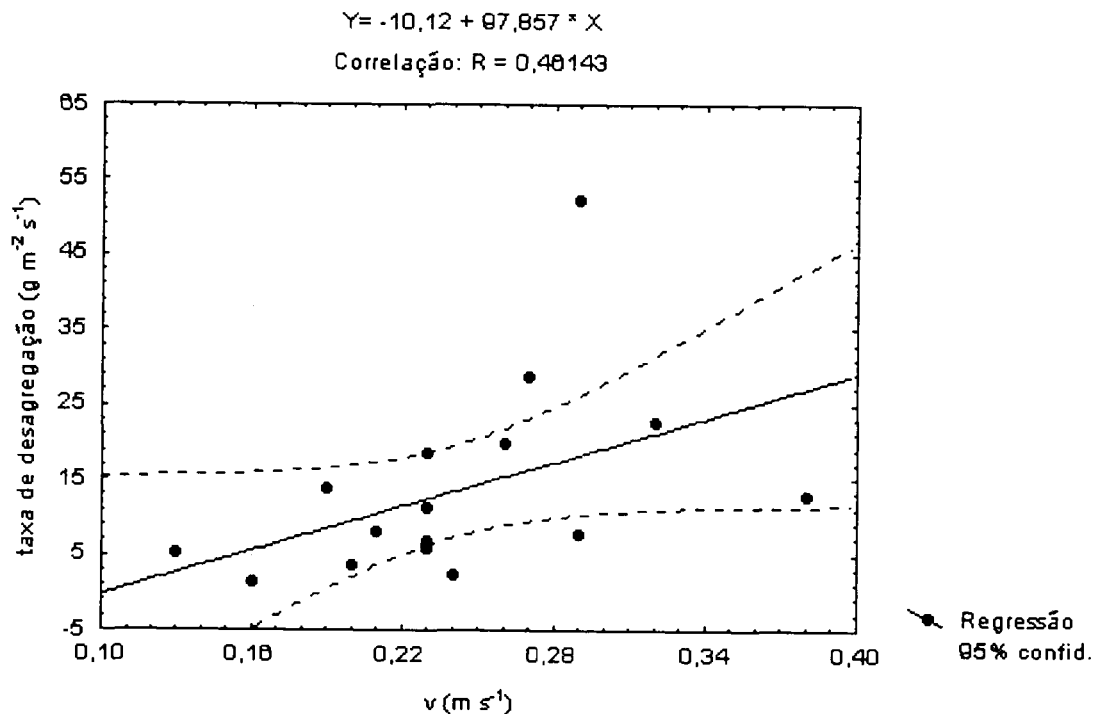
FIGURA 8.8 - CORRELAÇÃO ENTRE D_r E d 

obteve-se uma correlação negativa entre o teor de argila e a taxa de desagregação ($R = -0,63$) e, obviamente, do teor de argila com a CTC dos solos ($R = 0,85$), assim como de k_f e D_r ($R = -0,45$). Esses aspectos confirmam a influência das propriedades físicas e químicas na erodibilidade dos solos.

As correlações entre k_f e D_r ($R = -0,45$) e entre o teor de argila e o diâmetro dos agregados ($R = 0,46$) mostram o aspecto compensatório que existe entre o coeficiente k_f e o teor de argila, ou seja, embora por um lado o solo que contém mais argila possua agregados mais leves, o que facilita o transporte, a erosão é diminuída pelo alto teor de argila que indiretamente contribui para que os agregados sejam maiores e mais coesos. Estas correlações estão mostradas na Figura (8.10).

Obteve-se, também, uma alta correlação entre a taxa de desagregação e a tensão de cisalhamento crítica ($R = -0,835$), conforme pode-se ver na Figura (8.11). A correlação negativa entre D_r e τ_c , pode indicar o efeito do tamanho do agregado, ou seja, quanto maior τ_c , maior será o tamanho do agregado e menor a taxa de desagregação. Este resultado também já foi extensivamente discutido.

Todos os resultados dessas correlações mostram que o efeito combinado de algumas variáveis,

FIGURA 8.9 - CORRELAÇÃO ENTRE D_r E v 

em parâmetros adimensionais, como Fr_d^2 ou Y_{ll} , podem explicar uma grande parte do processo de degradação, ou seja, o balanço entre as forças de inércia e as forças de resistência e entre a energia cinética e a energia potencial. Como escolheu-se, propositadamente, uma tensão de cisalhamento semelhante, para todas as séries de solo, obteve-se uma correlação baixa entre esta variável e a taxa de desagregação ($R = -0,1192$), embora seja o parâmetro padrão utilizado para a determinação desta taxa.

Espera-se que, apesar de todas as simplificações feitas, principalmente, na definição dos parâmetros C_d e k_f , as equações (5.15) ou (5.12) dêem uma maior flexibilidade para a determinação das taxas de erosão e facilitem a calibração, mais do que a equação (4.1), comumente utilizada para este fim, onde o parâmetro k'_r é bem menos entendido, devido ao maior empirismo de tal equação.

FIGURA 8.10 - CORRELAÇÃO ENTRE O COEFICIENTE k_f E D_r (a) E ENTRE O DIÂMETRO DOS AGREGADOS E O TEOR DE ARGILA (b)

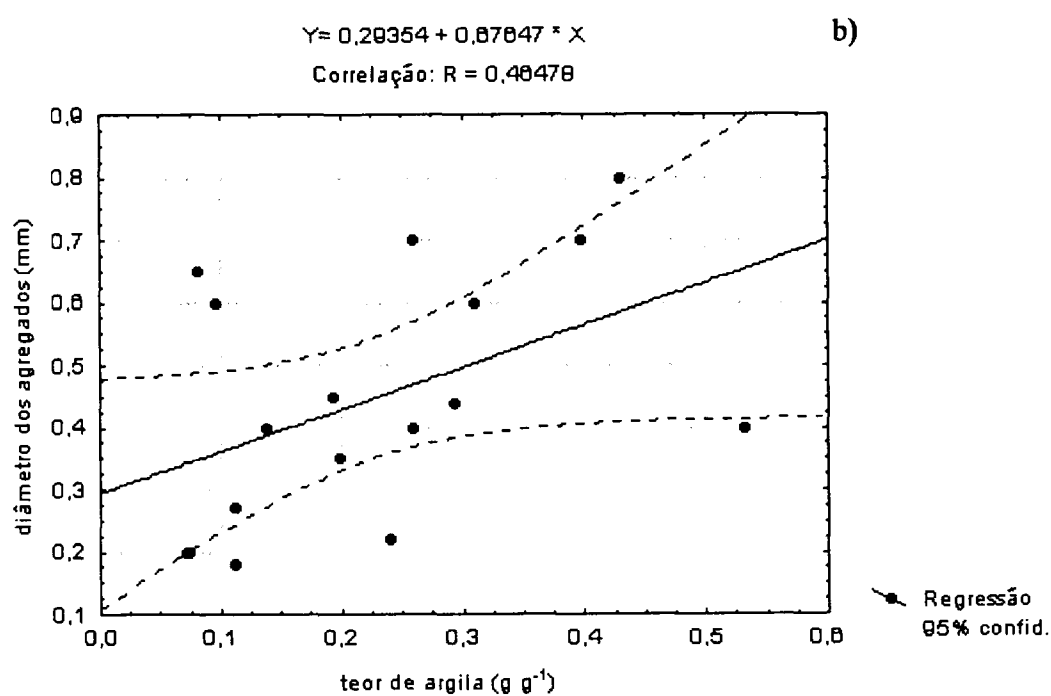
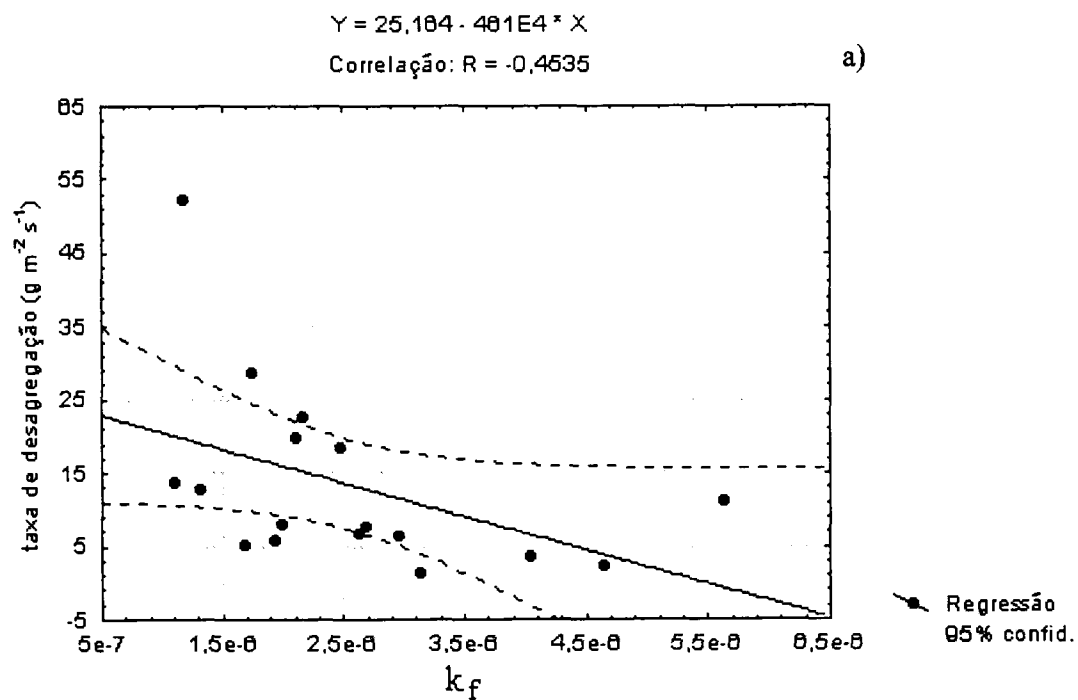
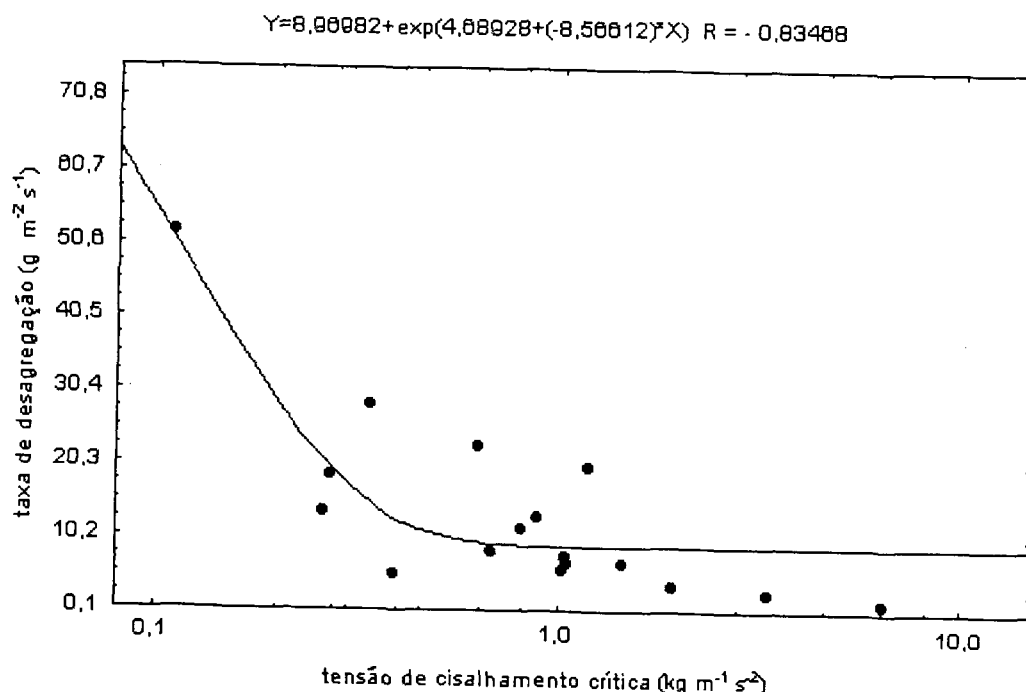


FIGURA 8.11 - CORRELAÇÃO ENTRE D_r E τ_c 

e) Alguns resultados gráficos das simulações feitas

Alguns resultados das simulações mostradas na Tabela (8.8), tomando como exemplo a Série de solo Cecil, são mostrados a seguir.

Especificamente para essa Série de solo, a altura normal do escoamento foi de 0,0103 m. Na Figura (8.12) está mostrada a variação da cota da superfície (a) e do fundo (b), após uma hora de simulação, onde pode-se visualizar que a declividade do canal permaneceu inalterada, já que considerou-se que a altura do escoamento, tanto a montante como a jusante, foram as mesmas. Na Figura (8.13) estão mostradas as formas iniciais e finais do sulco para essa Série de solo.

Com relação a concentração das partículas em suspensão, o valor medido por ELLIOT et al. (1989), para a Série de solo Cecil, foi de $33,20 \text{ g L}^{-1}$, e os valores calculados, obtidos através da equação de convecção-difusão, foram de $19,98 \text{ g L}^{-1}$ e $33,97 \text{ g L}^{-1}$, considerando que a concentração inicial foi $0,0 \text{ g L}^{-1}$ e $14,00 \text{ g L}^{-1}$, respectivamente. O fato de ter-se conseguido um valor semelhante entre a concentração medida e calculada, quando se considerou uma condição inicial diferente de zero, confirma o que já havia sido mencionado na seção (8.3) de que, provavelmente, teria-se que utilizar uma condição inicial diferente de zero para a simulação. Esses resultados

FIGURA 8.12 - VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE E DO FUNDO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL, APÓS 1 HORA de SIMULAÇÃO

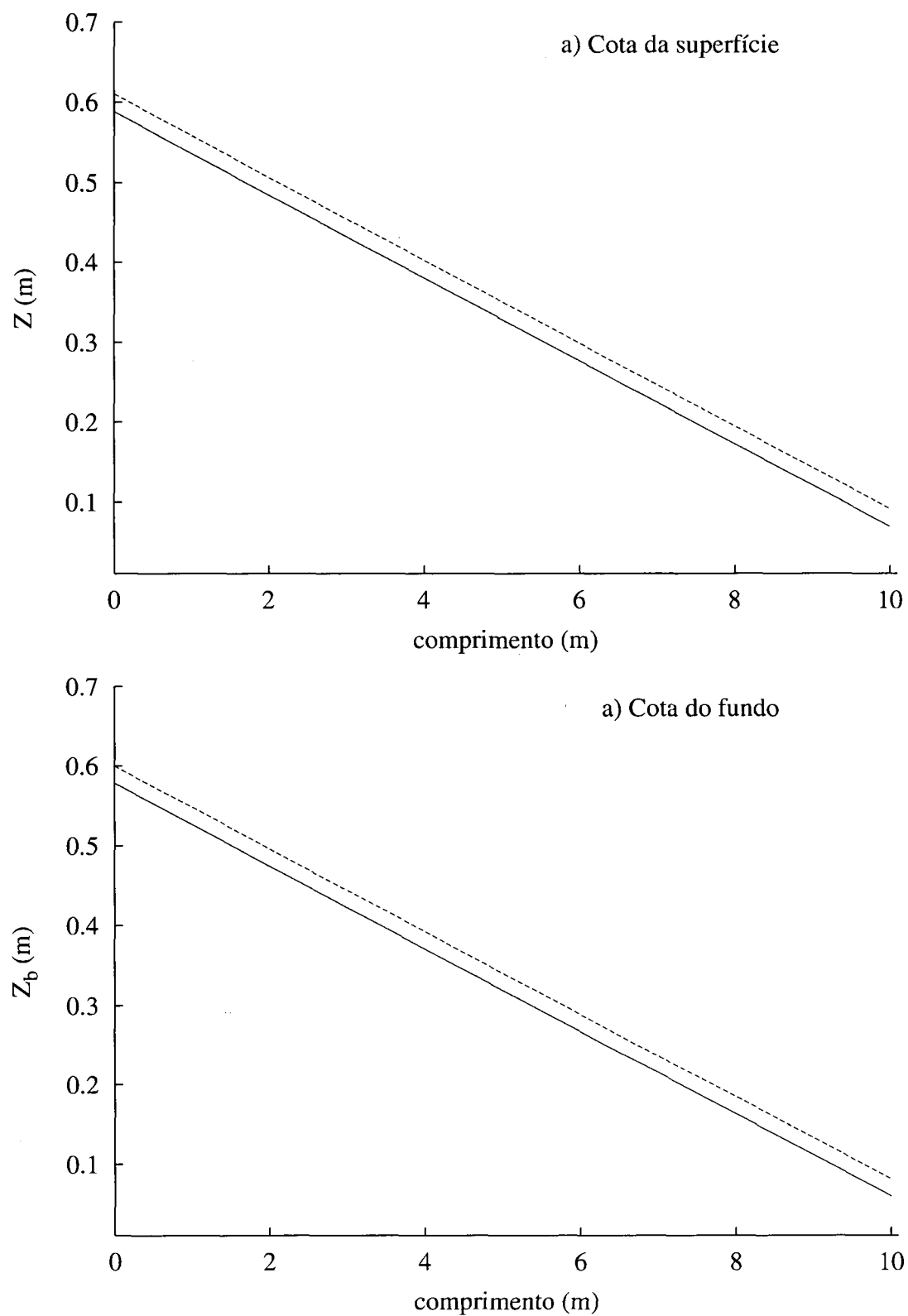
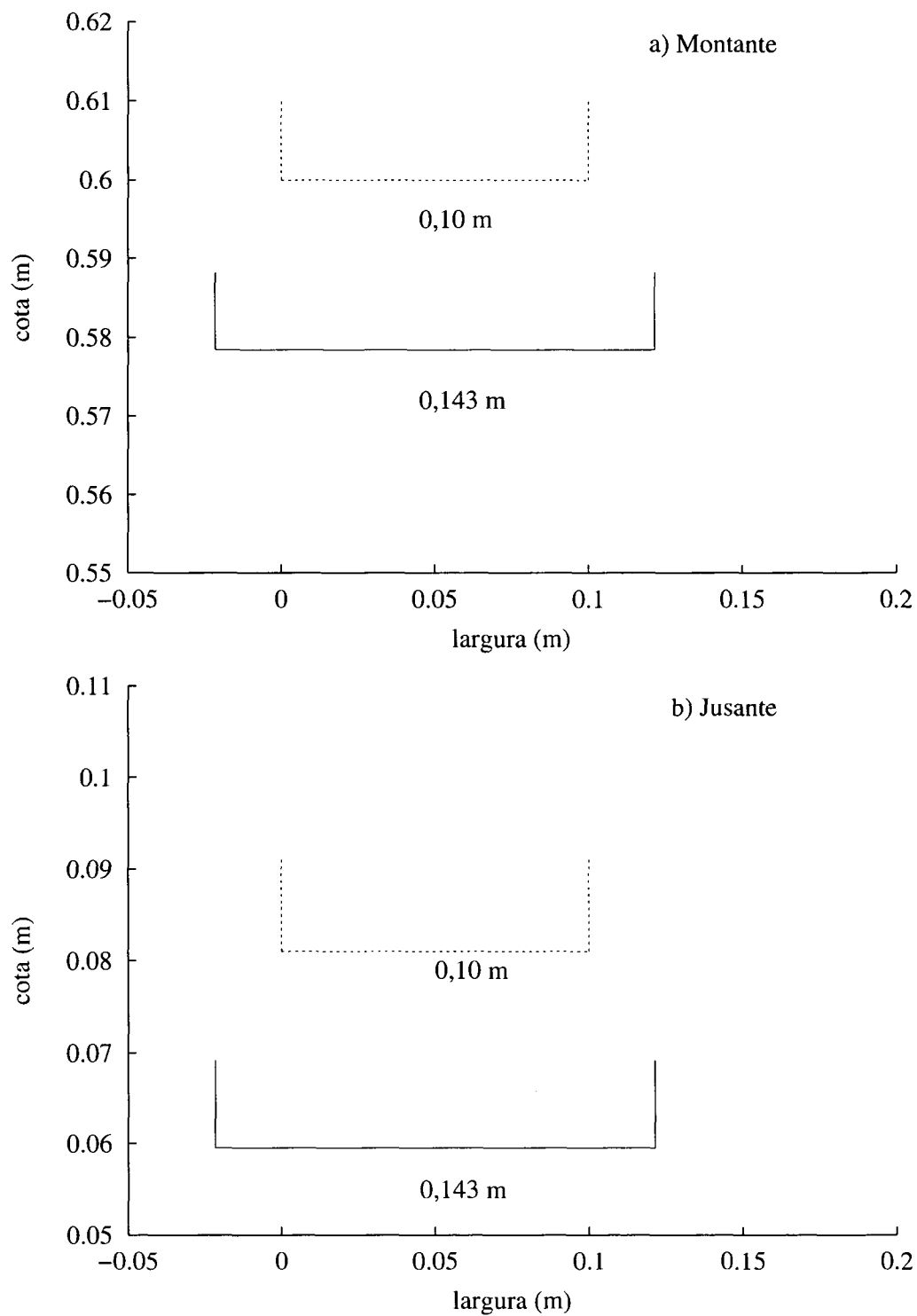


FIGURA 8.13 - FORMAS INICIAIS E FINAIS DE UM SULCO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL, APÓS 1 HORA de SIMULAÇÃO



podem ser visualizados na Figura (8.14).

Os valores do coeficiente de difusão variaram de 0,0088 a 0,0183 m² s⁻¹. Como FISHER (1975) propõe uma segunda equação para determinar o coeficiente de difusão:

$$D = \frac{0,05vh}{S_o}, \quad (8.4)$$

esta equação também foi utilizada, mas os resultados foram bastante semelhantes aos obtidos com a equação (6.8), ou seja, 20,13 g L⁻¹ e 34,13 g L⁻¹, considerando que a concentração inicial foi de 0,0 g L⁻¹ e 14,00 g L⁻¹, respectivamente. No estudo de LEI et al. (1998), os autores determinaram o coeficiente de difusão, empiricamente, e a variação de 0,01 a 0,1 m² s⁻¹ foi a que melhor explicou os resultados obtidos, para escoamento supercrítico.

Como não se sabe qual a concentração inicial das partículas de solo, do experimento de ELLIOT et al. (1989), fica impossível discutir sobre a aplicabilidade da equação de convecção-difusão ou sobre o coeficiente de difusão utilizado, mas é um aspecto muito importante que deve ser melhor estudado.

f) Variação do diâmetro dos agregados com a tensão de cisalhamento

Para verificar o efeito discutido pela literatura (TRUMAN et al., 1990; MARTINÉZ-MENA et al., 2002) de que com o aumento da tensão de cisalhamento as partículas de agregados são quebradas, e sabendo que, de acordo com a equação (5.13), tem-se a condição necessária, ou seja, o efeito inverso entre τ e d , tomou-se como exemplo, as Séries de solo Cecil e Sharpsburg, e fez-se várias simulações, com tensões de cisalhamento diferentes, conforme os pontos (diferentes de +) mostrados na Figura (8.15).

O resumo das simulações feitas, para a Série de solo Cecil e Sharpsburg, encontra-se nas Tabelas (8.9) e (8.10), respectivamente.

Das simulações feitas para a Série de solo Cecil, pode-se observar na Tabela (8.9) que os valores da tensão de cisalhamento calculados variaram de 2,46 a 6,22 Pa, sendo que a variação do diâmetro dos agregados foi de 0,50 a 0,25 mm, respectivamente, ou seja, o tamanho das partículas diminuiu com a intensidade do escoamento, como já era esperado, visto que a estabilidade dos agregados diminui com a intensidade do escoamento, o que faz com que os mesmos sejam quebrados (TRUMAN et al., 1990; MARTINÉZ-MENA et al., 2002).

FIGURA 8.14 - VARIAÇÃO DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL, APÓS 1 HORA de SIMULAÇÃO

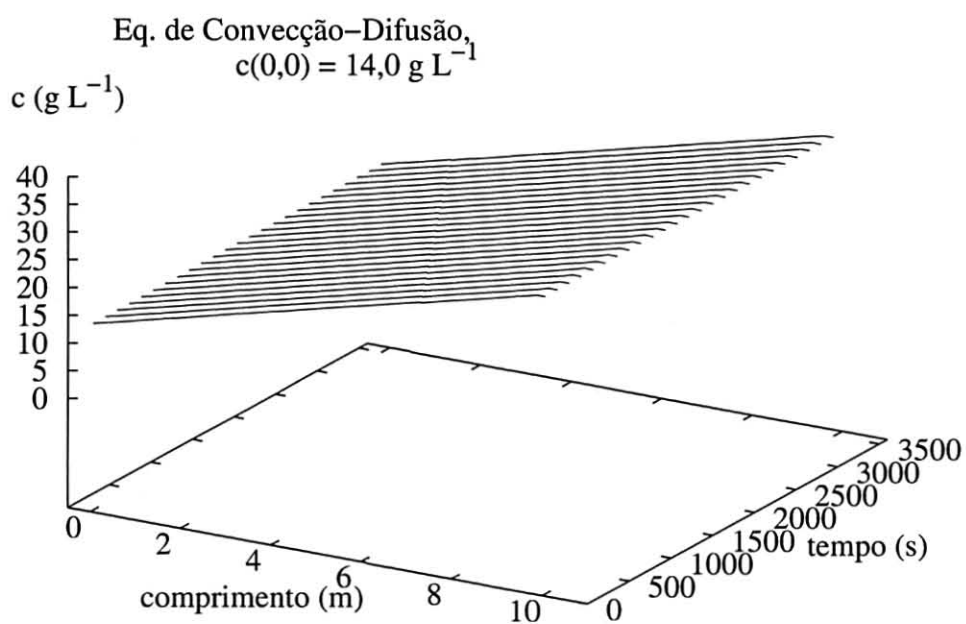
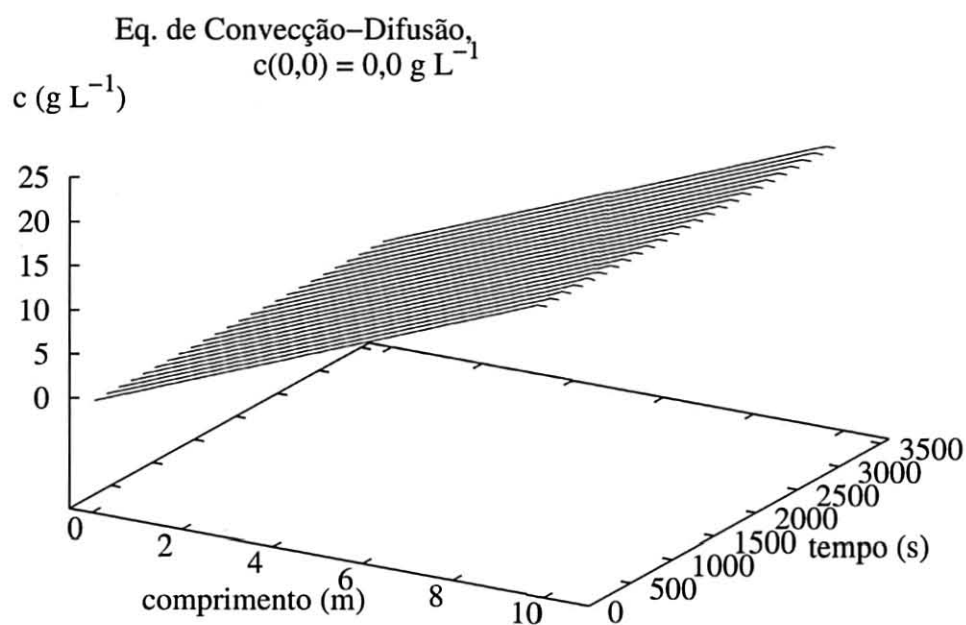


FIGURA 8.15 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO, PARA AS SÉRIES DE SOLO CECIL (a) E SHARPSBURG (b)

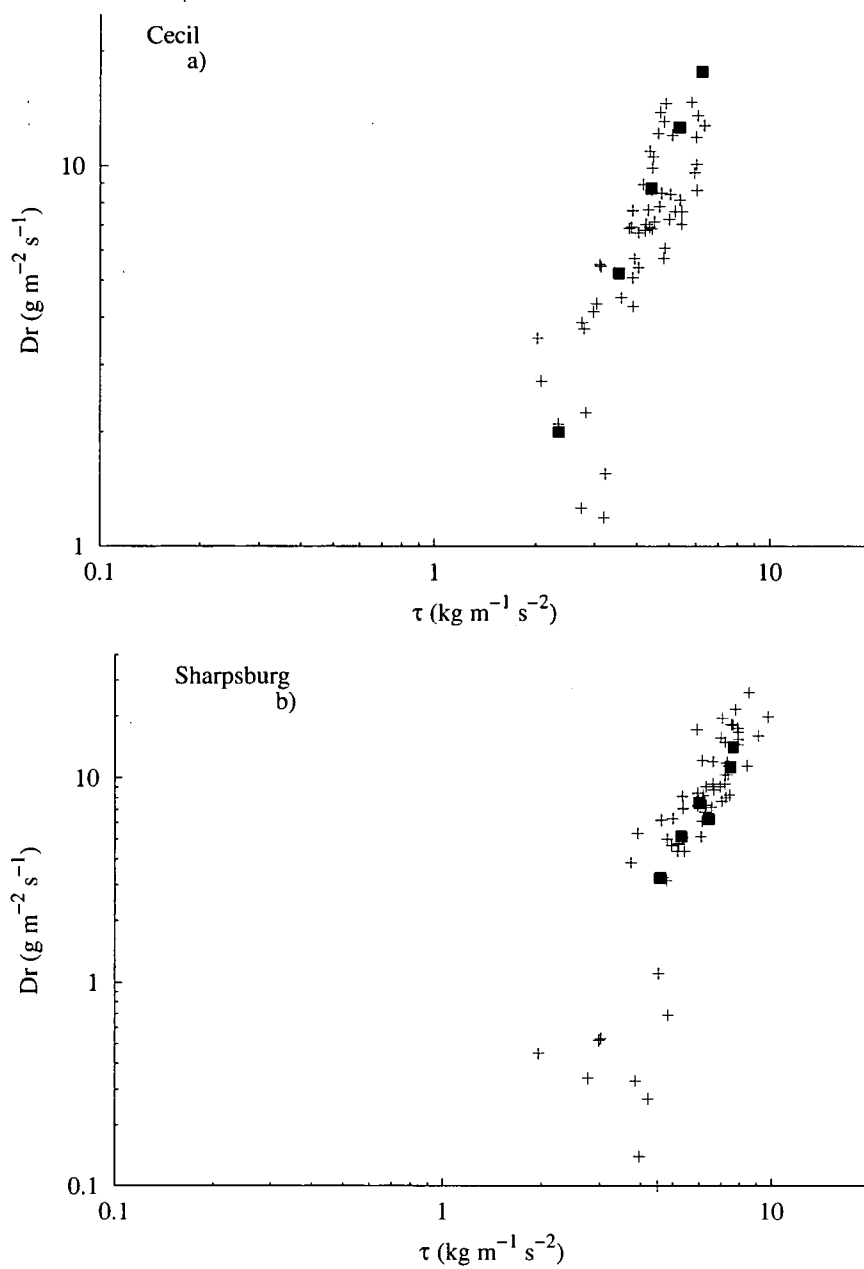


TABELA 8.9 - VARIAÇÃO DO TAMANHO DO AGREGADO, CONFORME AS CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL.

| Vazão | τ | b | h | R_h | d | τ_c | D_r | | % |
|----------------------|-----------------------------------|------|------|-------|------|-----------------------------------|----------|-------------|---------|
| $L \text{ min}^{-1}$ | $\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ | cm | cm | | mm | $\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ | (medido) | (calculado) | de erro |
| 6,96 | 2,46 | 8,8 | 0,80 | 0,68 | 0,50 | 1,14 | 2,00 | 2,04 | +1,86 |
| 14,71 | 3,51 | 9,8 | 1,20 | 0,96 | 0,40 | 0,77 | 5,23 | 5,40 | +3,34 |
| 14,04 | 4,34 | 10,0 | 1,03 | 0,85 | 0,35 | 0,68 | 8,75 | 8,21 | -6,20 |
| 21,72 | 5,09 | 11,6 | 1,26 | 1,46 | 0,30 | 0,54 | 12,63 | 13,36 | +5,73 |
| 28,60 | 6,22 | 12,0 | 1,60 | 1,26 | 0,25 | 0,50 | 17,64 | 17,52 | -0,72 |

TABELA 8.10 - VARIAÇÃO DO TAMANHO DO AGREGADO, CONFORME AS CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO, PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG.

| Vazão | τ | b | h | R_h | d | τ_c | D_r | | % |
|----------------------|-----------------------------------|-------|------|-------|------|-----------------------------------|----------|-------------|---------|
| $L \text{ min}^{-1}$ | $\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ | cm | cm | | mm | $\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ | (medido) | (calculado) | de erro |
| 4,12 | 2,31 | 9,90 | 0,50 | 0,45 | 0,90 | 3,21 | 0,05 | 0,00 | - |
| 12,26 | 3,73 | 12,20 | 0,84 | 0,73 | 0,70 | 1,92 | 3,24 | 3,47 | +6,98 |
| 16,65 | 4,95 | 12,00 | 1,00 | 0,86 | 0,65 | 1,90 | 5,17 | 5,37 | +3,80 |
| 17,75 | 6,30 | 9,90 | 1,40 | 1,09 | 0,50 | 1,89 | 6,28 | 6,32 | +0,59 |
| 23,38 | 6,14 | 8,40 | 1,70 | 1,21 | 0,55 | 1,35 | 11,30 | 11,05 | -2,22 |
| 38,34 | 7,49 | 13,70 | 1,60 | 1,30 | 0,50 | 1,31 | 14,14 | 14,76 | +4,37 |
| 14,05 | 6,20 | 9,20 | 1,40 | 1,07 | 0,35 | 1,25 | 7,58 | 8,03 | +5,96 |

Na primeira linha da Tabela (8.10), onde foi ajustado o maior diâmetro, a taxa de erosão foi, praticamente, nula. Nota-se nessa simulação, que a tensão de cisalhamento crítica foi maior que a tensão de cisalhamento, o que é algo, fisicamente, impossível. Para evitar esse resultado, numericamente, foi estabelecido para a equação (5.12) que a taxa de desagregação é nula quando:

$$\frac{18\rho_a Fr_d^2}{(\rho_p - \rho_a) Re_{*p}} < 1 \quad (8.5)$$

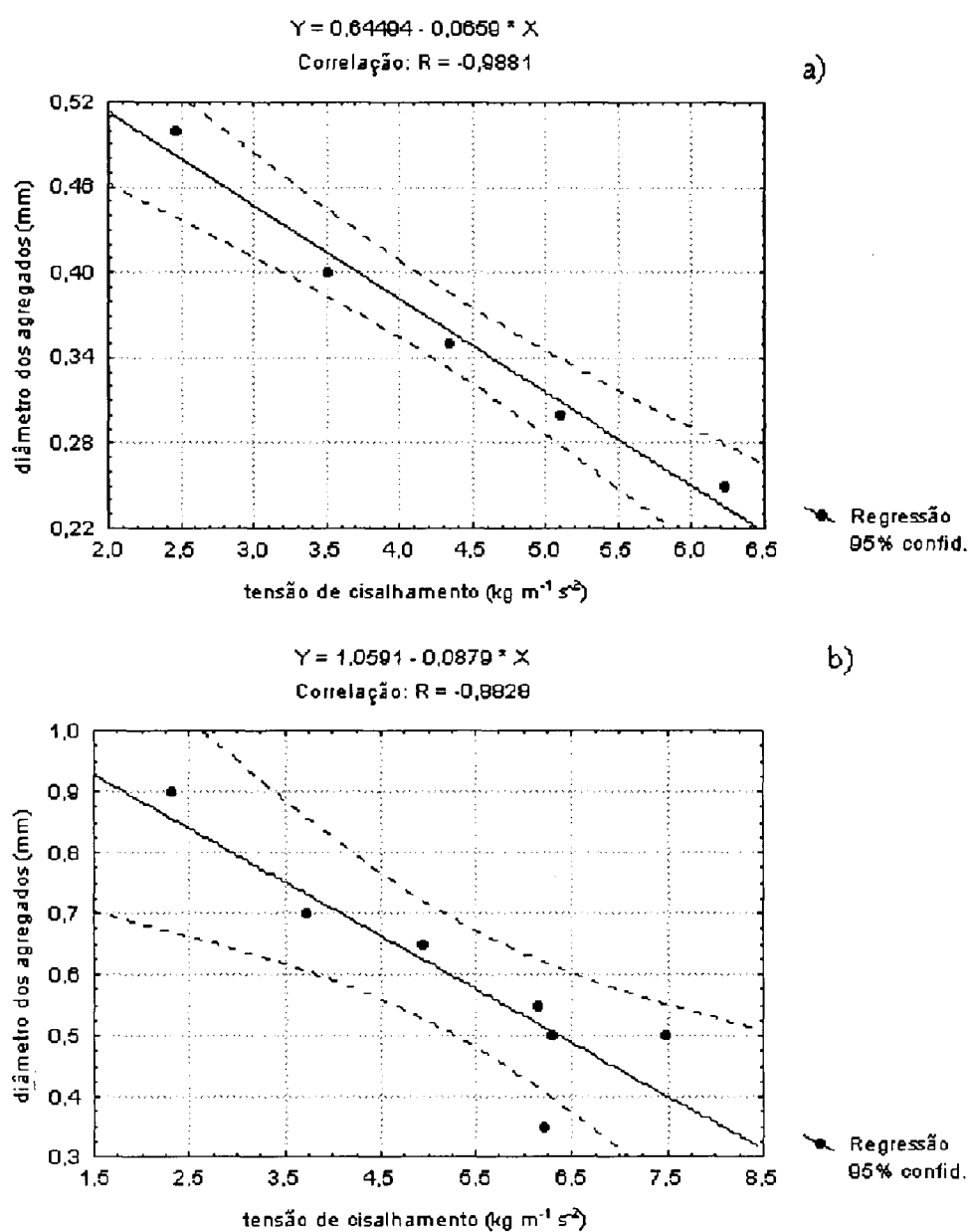
ou quando

$$\tau_c > \tau. \quad (8.6)$$

Para a Série de solo Sharpsburg, pode-se observar na Tabela (8.10), que embora as simulações, mostradas na segunda e na última linha, tenham sido feitas a uma vazão semelhante, a taxa de desagregação calculada obtida na última linha foi de $8,03 \text{ g m}^2 \text{ s}^{-1}$ e na segunda, $3,47 \text{ g m}^2 \text{ s}^{-1}$. Essa grande diferença pode ser explicada pelas variações do raio hidráulico e, conseqüentemente, da tensão de cisalhamento. O raio hidráulico (R_h) e a altura do escoamento (h) da simulação, mostrada na última linha dessa tabela, são equivalentes à altura do escoamento e ao raio hidráulico obtidos para a vazão de $17,75 \text{ L min}^{-1}$, ou seja, 1,40 m e 1,09 m, respectivamente. Desses resultados pode-se concluir que é a variação da tensão de cisalhamento, e não da vazão, que definirá a maior ou a menor taxa de desagregação, já que a primeira leva em consideração o raio hidráulico do canal.

Analisando as alturas do escoamento e o respectivo raio hidráulico, ainda na Tabela (8.10), nota-se que ambos aumentaram, proporcionalmente, com o aumento da vazão, sendo que o menor R_h foi de 0,45 m e o maior, 1,30 m, estabilizando nas vazões entre $23,38$ e $38,34 \text{ L min}^{-1}$. O mesmo se deu para h e d . Nas Figuras (8.16a) e (8.16b) estão plotadas as relações entre τ e d , para as Séries de solo Cecil e Sharpsburg, respectivamente.

FIGURA 8.16 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* DIÂMETRO DAS PARTÍCULAS, PARA AS SÉRIES DE SOLO CECIL (a) E SHARPSBURG (b)



8.6 SIMULAÇÃO PARA ESCOAMENTO SUBCRÍTICO - REGIME PERMANENTE E NÃO PERMANENTE

Nesta seção estão mostradas algumas simulações para a Série de solo Cecil, considerando escoamento subcrítico, utilizando curvas de remanso (M_1). O sistema de equações foi dado por (8.1) e o fluxo das partículas foi determinado pelas equações (5.15) e (8.2).

8.6.1 Escoamento subcrítico e não permanente

As condições de contorno, a montante para Z e a jusante para v , para as equações (8.1c) e (8.1e), foram determinadas, respectivamente, de acordo com as equações (7.39) e (7.31).

Para o estabelecimento da condição de contorno a montante para v , considerou-se vazão constante e determinou-se a variação da altura do escoamento, pela expressão:

$$h = 0,023 - 0,00532 \cos \frac{\pi t}{1300}. \quad (8.7)$$

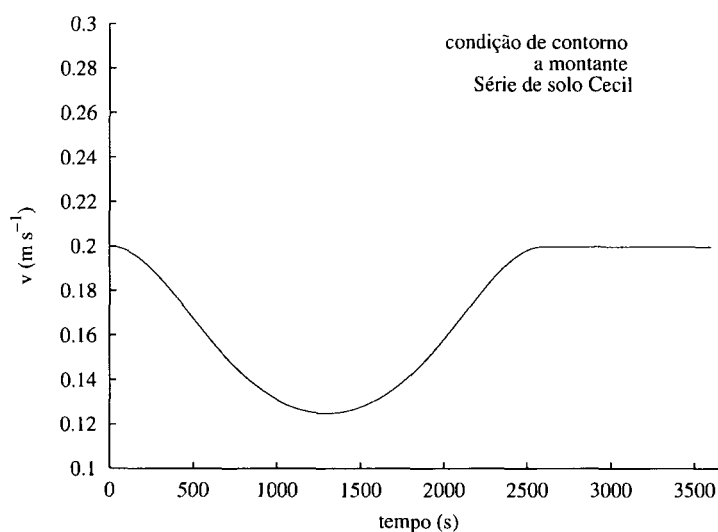
sendo que o tempo (t) foi dado em segundos. A equação (8.7) é válida por 2600 segundos de simulação, após este período, foi considerado que h retorna à condição inicial: 0,01768 m.

A condição inicial para h foi determinada de acordo com a equação (7.8), considerando um perfil M_1 . Tendo determinado a variação da altura do escoamento e da cota do fundo iniciais, foi possível determinar a cota da superfície ($Z = h + Z_b$) inicial. Tanto a altura do escoamento, como a cota da superfície e a cota do fundo iniciais, dessa simulação, estão mostradas na Figura (8.18).

A variação da velocidade no contorno à montante foi obtida a partir da equação (8.7) ($v = q/h$, sendo que $q = 0,0035 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), e é mostrada na Figura (8.17). A determinação da cota da superfície (Z) à jusante foi considerada constante, igual a condição inicial, e os pontos interiores das equações (8.1c), (8.1e) e (8.1d) foram discretizados de acordo com o esquema de MacCormack.

Os principais parâmetros para essa simulação foram: $n = 0,03 \text{ s m}^{-1/3}$; $\Delta x = 0,2 \text{ m}$ e $\Delta t = 0,1 \text{ s}$. Para garantir a estabilidade numérica da equação de convecção-difusão, o número de Courant = $(v + \sqrt{gh})\Delta t / \Delta x$ foi menor que 1 (BHALLAMUDI e CHAUDHRY, 1991). O tempo de simulação foi de 1 hora e o comprimento do sulco (domínio), 10 m, com uma declividade de 1%. A tensão de cisalhamento crítica fixa teve o mesmo valor estabelecido na Tabela (8.8), para a Série de solo Cecil, ou seja, 0,68 Pa.

FIGURA 8.17 - CONDIÇÃO DE CONTORNO A MONTANTE, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL



Nas Figuras (8.19) e (8.20) estão mostradas as simulações para a variação da cota da superfície, da cota do fundo, da velocidade do escoamento e da concentração de partículas de solo em suspensão, considerando que a tensão de cisalhamento é tanto fixa como variável.

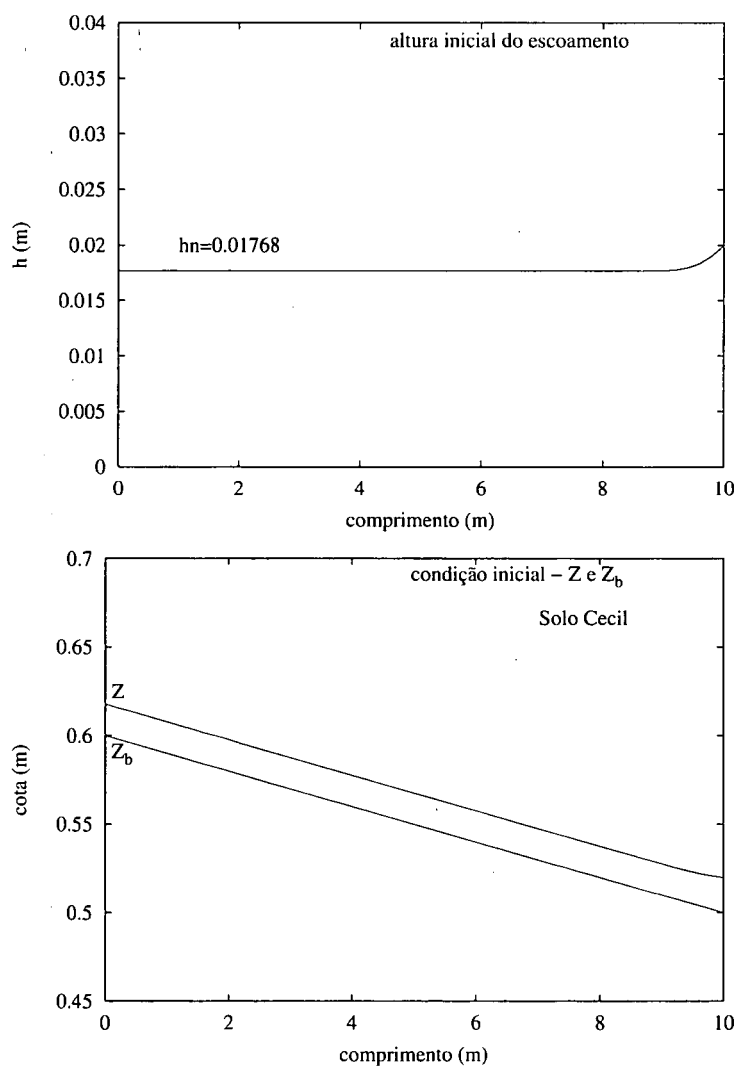
A Figura (8.21) contém a variação das dimensões do sulco, após 1 hora de simulação, considerando-se as equações (5.15) e (8.2).

Nota-se na Figura (8.21) que houve uma tendência da largura ser maior a montante do que a jusante. De acordo com o perfil inicial do escoamento utilizado, nessas simulações, e com a variação da velocidade mostrada nas Figuras (8.19b) e (8.20b), observa-se que a velocidade é maior a montante do que a jusante, o que explica a maior taxa de erosão a montante. Essa tendência está de acordo com a literatura, ou seja, que há uma relação direta entre a vazão e a largura do canal (CHANG, 1986; HEY e THORNE, 1986). Uma implicação direta da variação da velocidade é notada na alteração da declividade do fundo do sulco, que diminuiu para 0,88%, quando utilizou-se a equação (5.15) e para 0,97%, quando utilizou-se a equação (4.9).

Pela observação, qualitativa, de experimentos pode-se esperar que um sulco torne-se mais largo do que profundo, devido:

- às mudanças na massa específica do solo com a profundidade;
- à contribuição de outros sulcos que se anastomosam ao sulco principal, estabelecendo uma rede de drenagem bastante semelhante a que ocorre em canais de rios, após o rebaixamento do nível de

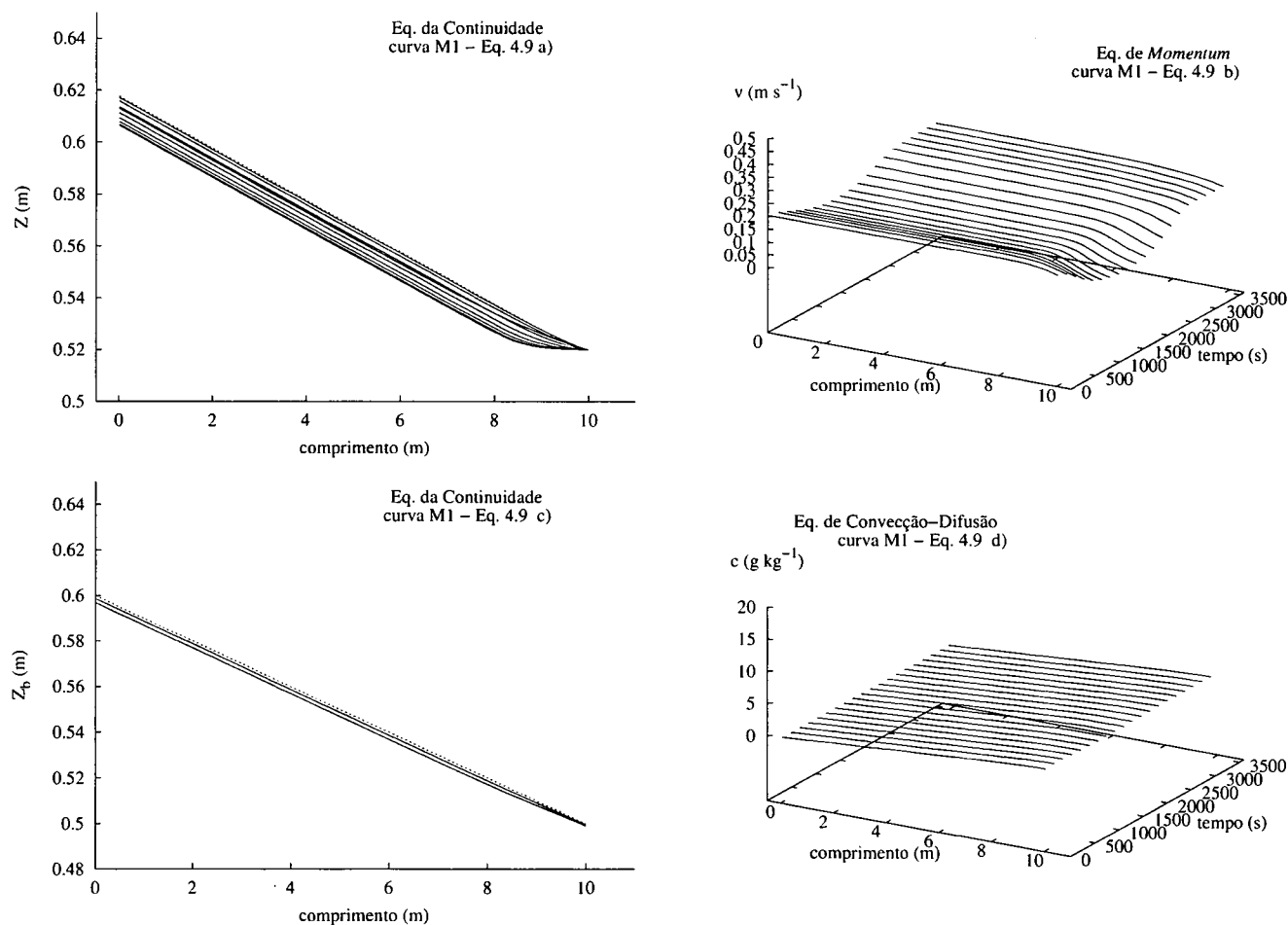
FIGURA 8.18 - PERFIL INICIAL PARA A ALTURA, COTA DA SUPERFÍCIE E COTA DO FUNDO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL



base local (BRUNTON e BRYAN, 2000).

As taxas de desagregação obtidas com as equações (8.2) e (5.15) foram, respectivamente, iguais a $0,65 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $2,99 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A diferença da taxa de desagregação obtida com a equação (8.2) em relação à equação (5.15), deve-se ao fato de que, na primeira, a tensão de cisalhamento crítica é constante, ou seja, não varia em relação aos parâmetros hidráulicos e a declividade, parâmetros que são considerados na equação (5.15). Entretanto, na equação (5.15), o tamanho da partícula a ser transportado foi considerado constante (igual a 0,35 mm), embora se saiba que é uma aproximação grosseira (e que, provavelmente, não represente a realidade). Esse é um fator crucial para o entendimento do processo de transporte de partículas, em escoamento não perma-

FIGURA 8.19 - VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (8.2)



nente, que precisa ser melhor estudado.

Na Figura (8.22) está mostrada a variação da tensão de cisalhamento crítica em relação à tensão de cisalhamento (dados obtidos considerando que a tensão de cisalhamento é variável, equação (5.15)). A variação da velocidade do escoamento pode explicar esse resultado, ou seja, quando a velocidade do escoamento é mínima, a tensão de cisalhamento crítica diminui muito, ficando bastante semelhante à tensão de cisalhamento; a taxa erosiva é mínima nesse ponto (ver lado esquerdo da Figura 8.22). Pode-se ver nessa figura que a tensão de cisalhamento mínima chegou a 0,065 Pa e a tensão de cisalhamento crítica, a 0,033 Pa.

FIGURA 8.20 - VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (5.15)

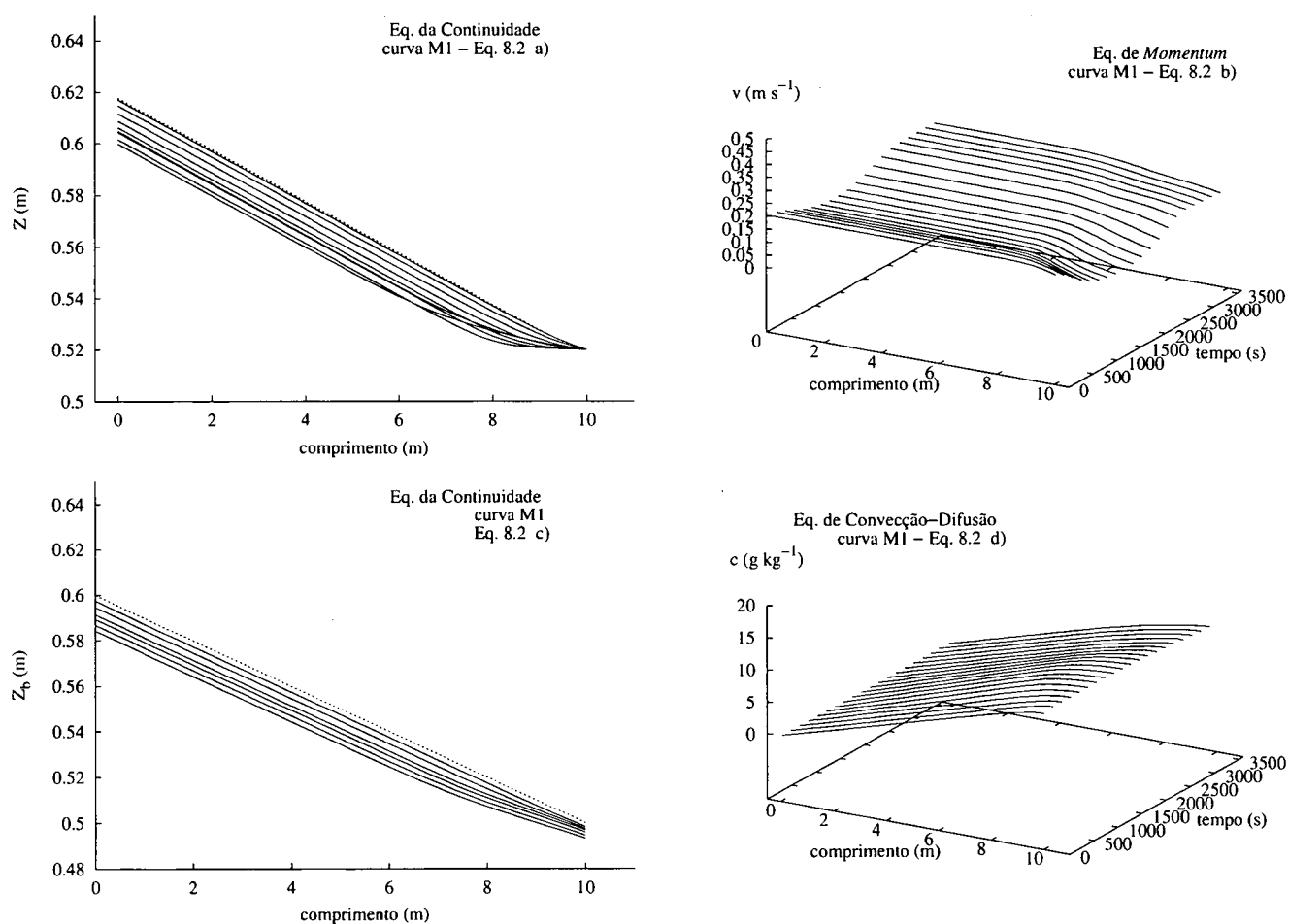


FIGURA 8.21 - VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES DO SULCO APÓS 1 hora - SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (8.2) (a) e Eq. (5.15) (b)

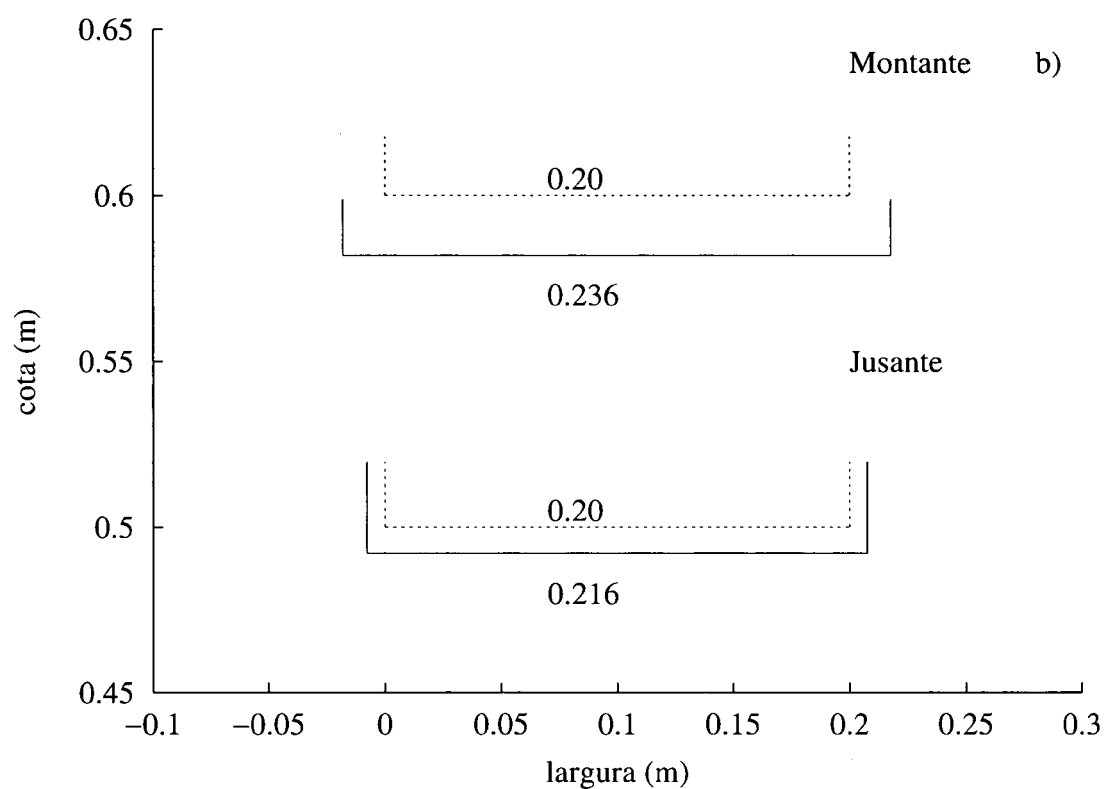
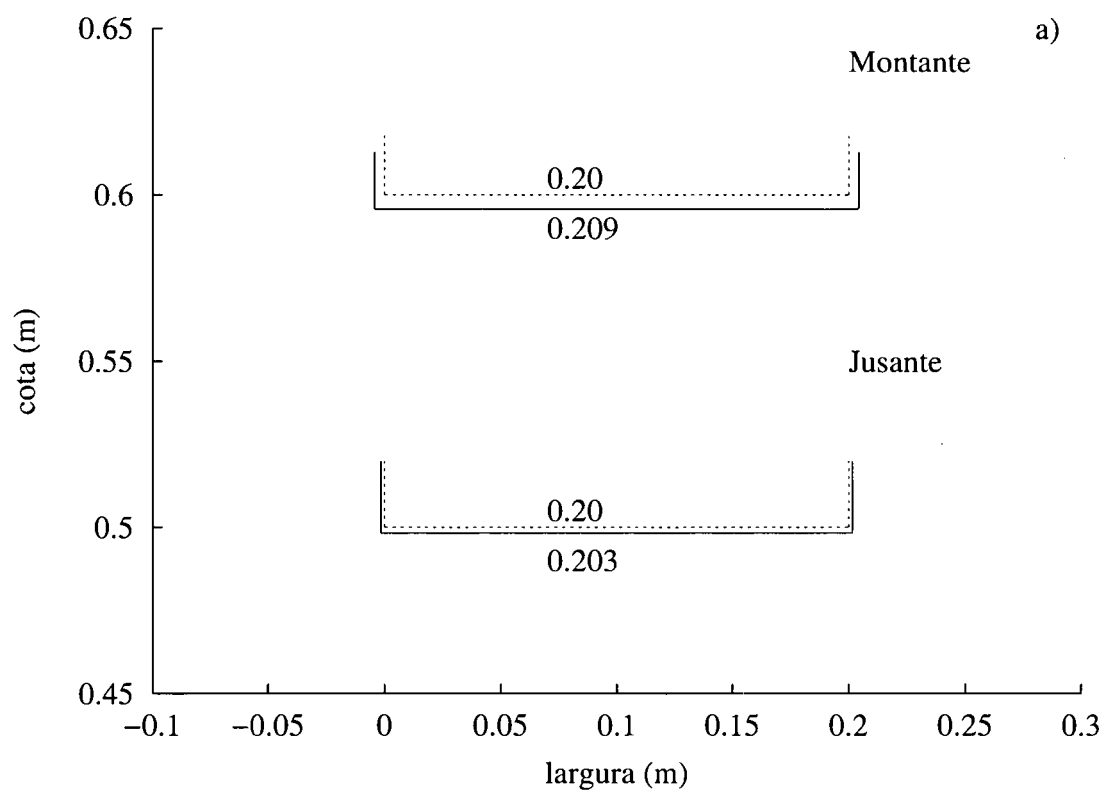
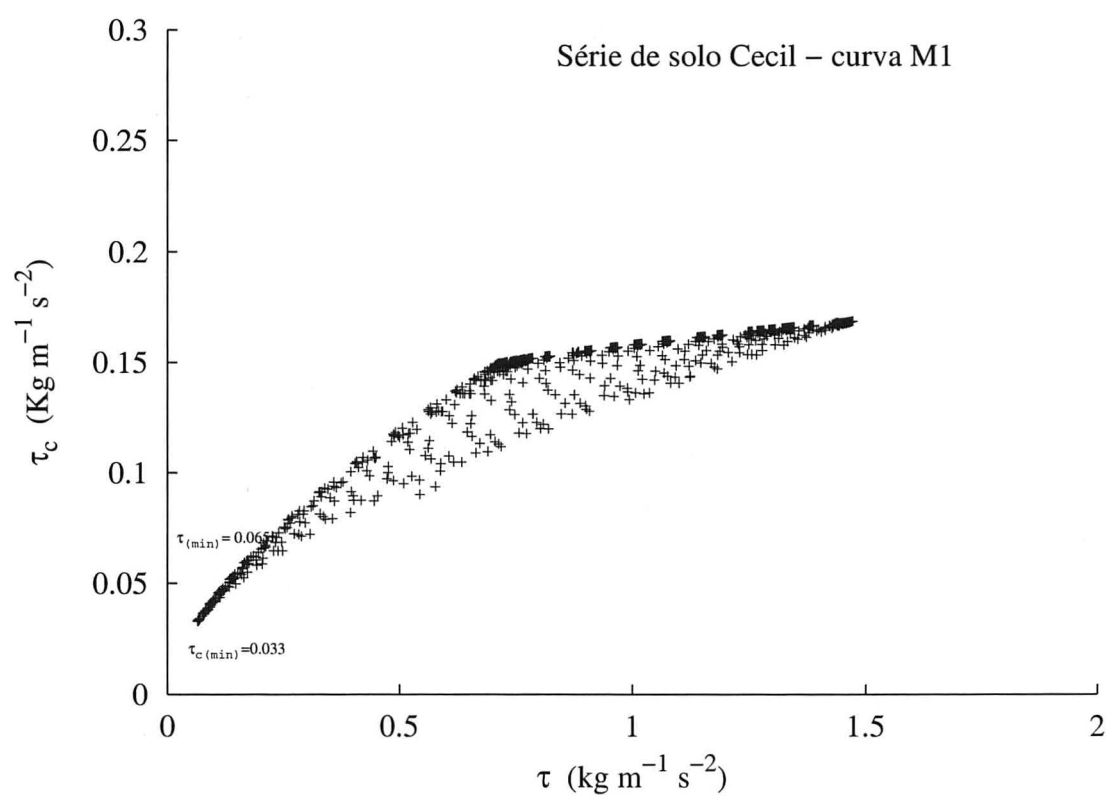


FIGURA 8.22 - VARIAÇÃO DA TENSÃO DE CISALHAMENTO (τ) E TENSÃO DE CISA-
LHAMENTO CRÍTICA (τ_c) ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$) - SÉRIE DE SOLO CECIL



8.6.2 Escoamento subcrítico e não permanente, em condição de quase equilíbrio

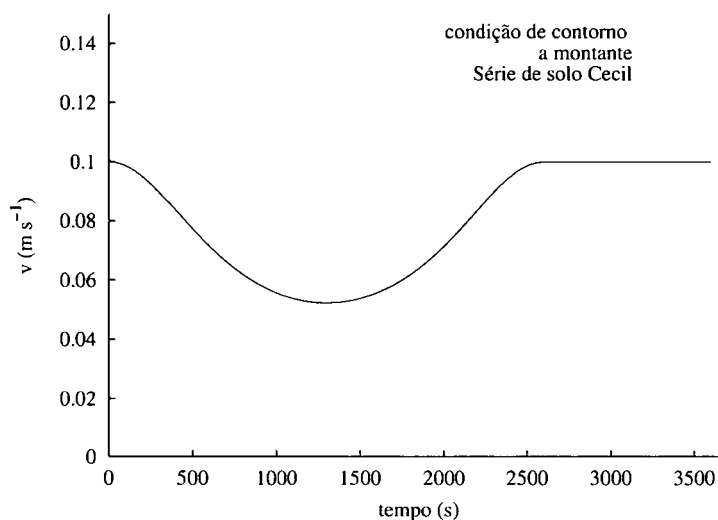
Para a visualização do efeito da diminuição da velocidade do escoamento, conseqüentemente, da probabilidade de termos durante o escoamento pontos de erosão nula, alterou-se a altura e a velocidade a jusante, no tempo inicial do escoamento e, assim, através da equação (7.8), obteve-se a altura do escoamento no contorno a montante, ou seja, 0,01167 m. Com este valor determinou-se a variação da altura do escoamento com o tempo de acordo com a seguinte expressão:

$$h = 0,01699 - 0,00532 \cos \frac{\pi t}{1300}. \quad (8.8)$$

Da mesma maneira como foi feito para a simulação anterior, a equação (8.8) foi considerada até o tempo de 2600 s e, após, a altura do escoamento foi considerada constante, igual a altura inicial ($h = 0,0167$ m).

A variação da velocidade no contorno a montante, obtida a partir da equação (8.8) ($v = q/h$, sendo que $q = 0,001167 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), é mostrada na Figura (8.23).

FIGURA 8.23 - CONDIÇÃO DE CONTORNO A MONTANTE, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL

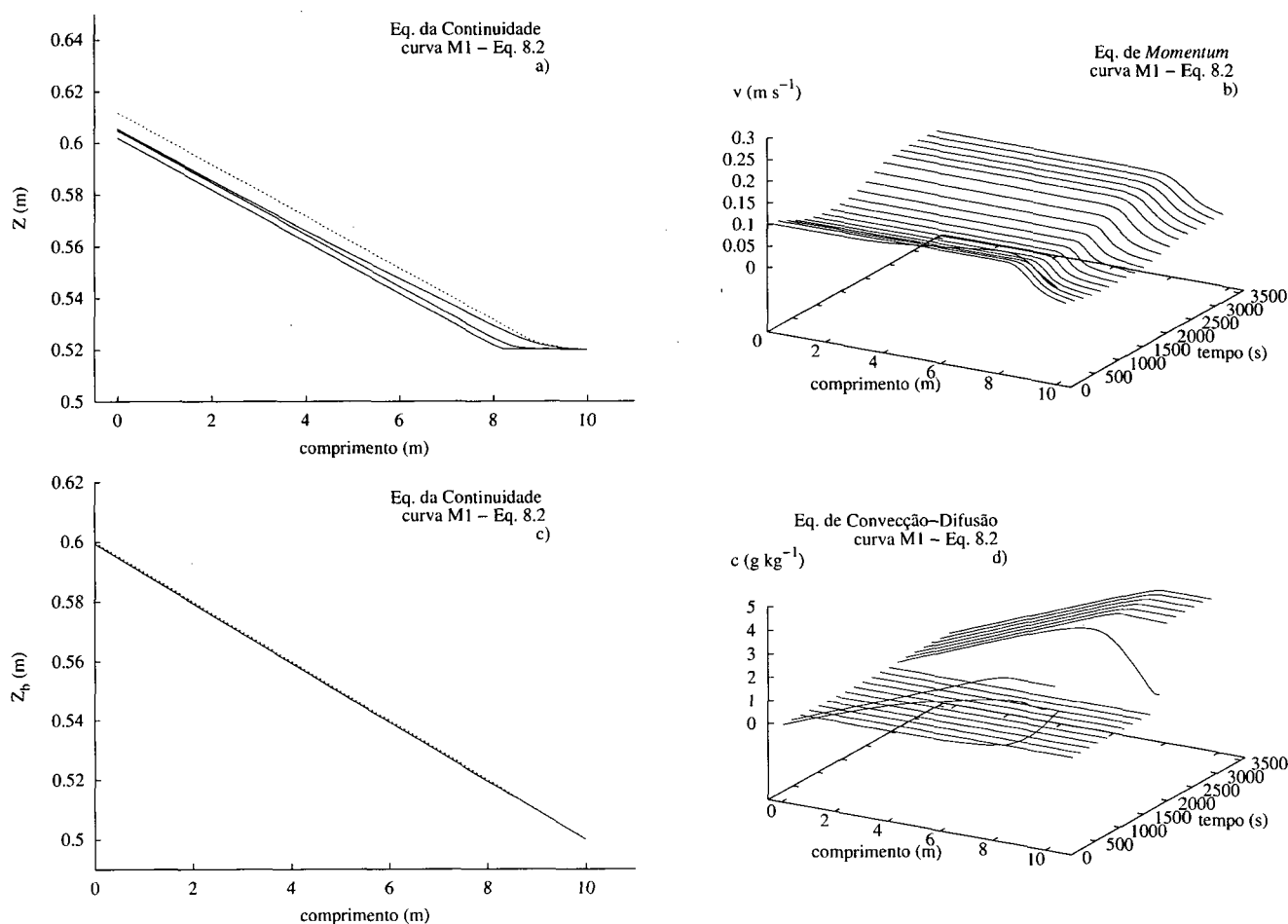


Com a diminuição da altura do escoamento no tempo inicial, o raio hidráulico também diminuiu, o que fez com que a tensão de cisalhamento caísse para 0,345 Pa. Para este valor, de acordo com a equação obtida da correlação entre τ e d mostrada na Figura (8.16a), obteve-se o diâmetro

de partícula a ser transportado, ou seja, 0,62 mm. Os demais parâmetros continuaram os mesmos da simulação anterior.

O resultado da simulação mostrou que na maior parte do tempo, o solo não erodiu, sendo que a taxa de erosão foi bastante baixa, ou seja, $0,00382 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, com uma concentração máxima de partículas erodidas igual a $3,56 \text{ g kg}^{-1}$. As variações da cota da superfície, da cota do fundo, da velocidade e da concentração das partículas em suspensão, utilizando-se a equação (5.15) estão mostradas na Figura (8.24). Pode-se ver nessa figura que só houve erosão no início e no final da simulação, onde a velocidade estava em torno de $0,10 \text{ m s}^{-1}$, conforme pode ser visto na Figura (8.24d).

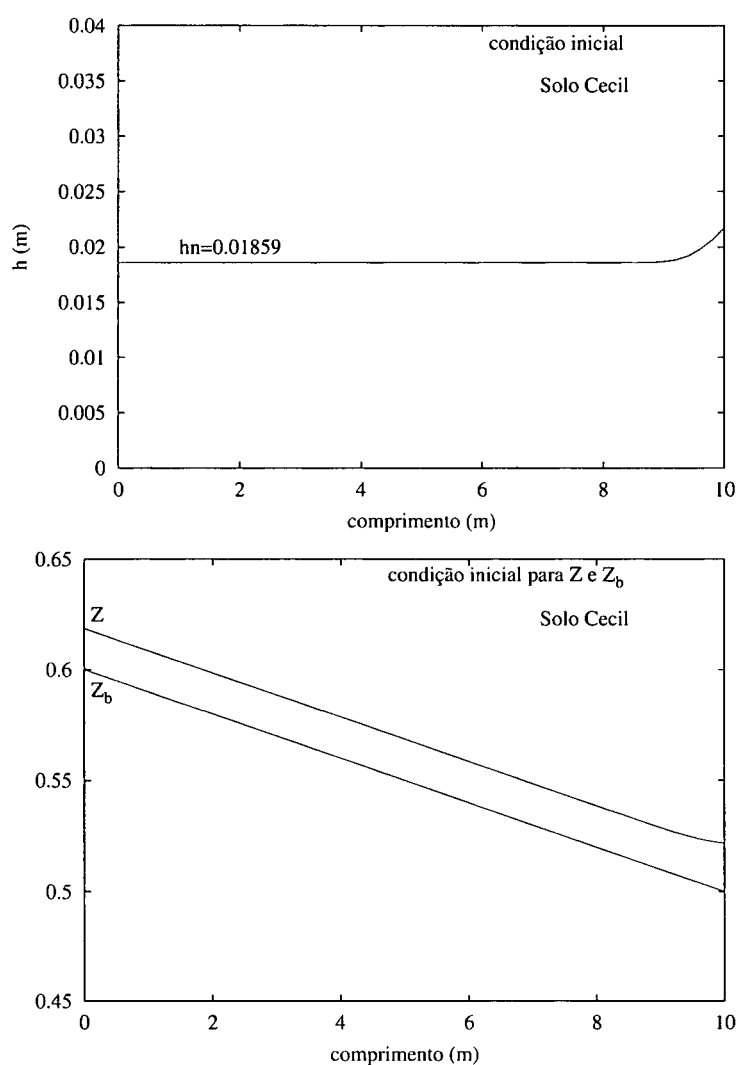
FIGURA 8.24 - VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (5.15)



8.6.3 Escoamento subcrítico e permanente

Para a simulação de um escoamento permanente e subcrítico considerou-se, praticamente, o mesmo volume escoado que o do escoamento não permanente, utilizado na seção anterior. Dessa maneira, a altura da lâmina de água inicial, para o escoamento permanente, foi maior que a do escoamento não permanente, conforme pode ser visualizado na Figura (8.25). Nessa mesma figura estão as condições iniciais para a cota da superfície e a cota do fundo.

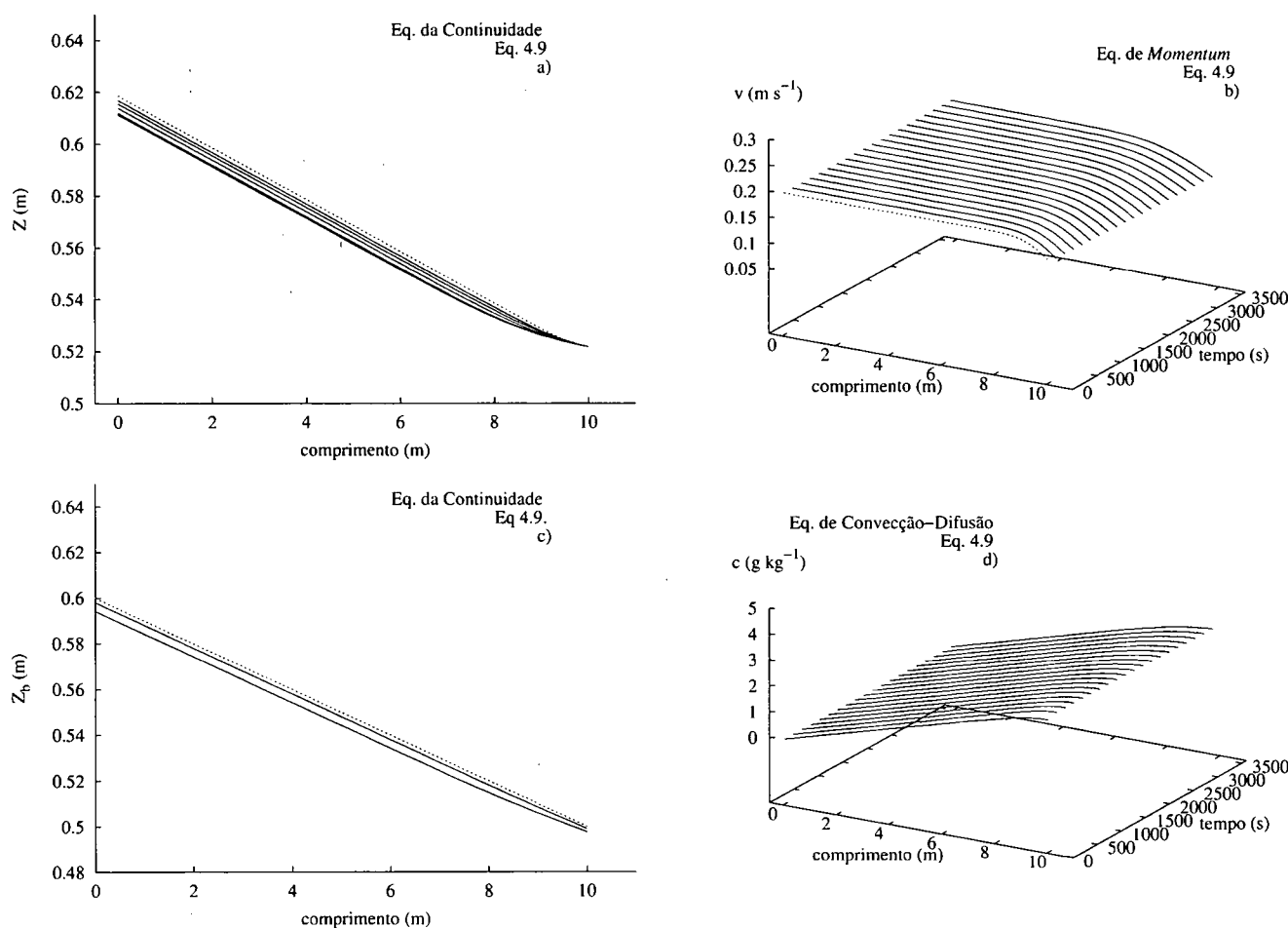
FIGURA 8.25 - PERFIL INICIAL PARA A ALTURA, COTA DA SUPERFÍCIE E COTA DO FUNDO PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL



Da mesma maneira como foi feito para o escoamento não permanente, foram utilizadas as equações (5.15) e (8.2) para estimar o fluxo das partículas do fundo.

Na Figura (8.26) estão as simulações para a variação da cota da superfície, da cota do fundo, da velocidade e da concentração das partículas em suspensão, utilizando-se a equação (8.2) e, na Figura (8.27), os resultados obtidos a partir da equação (5.15).

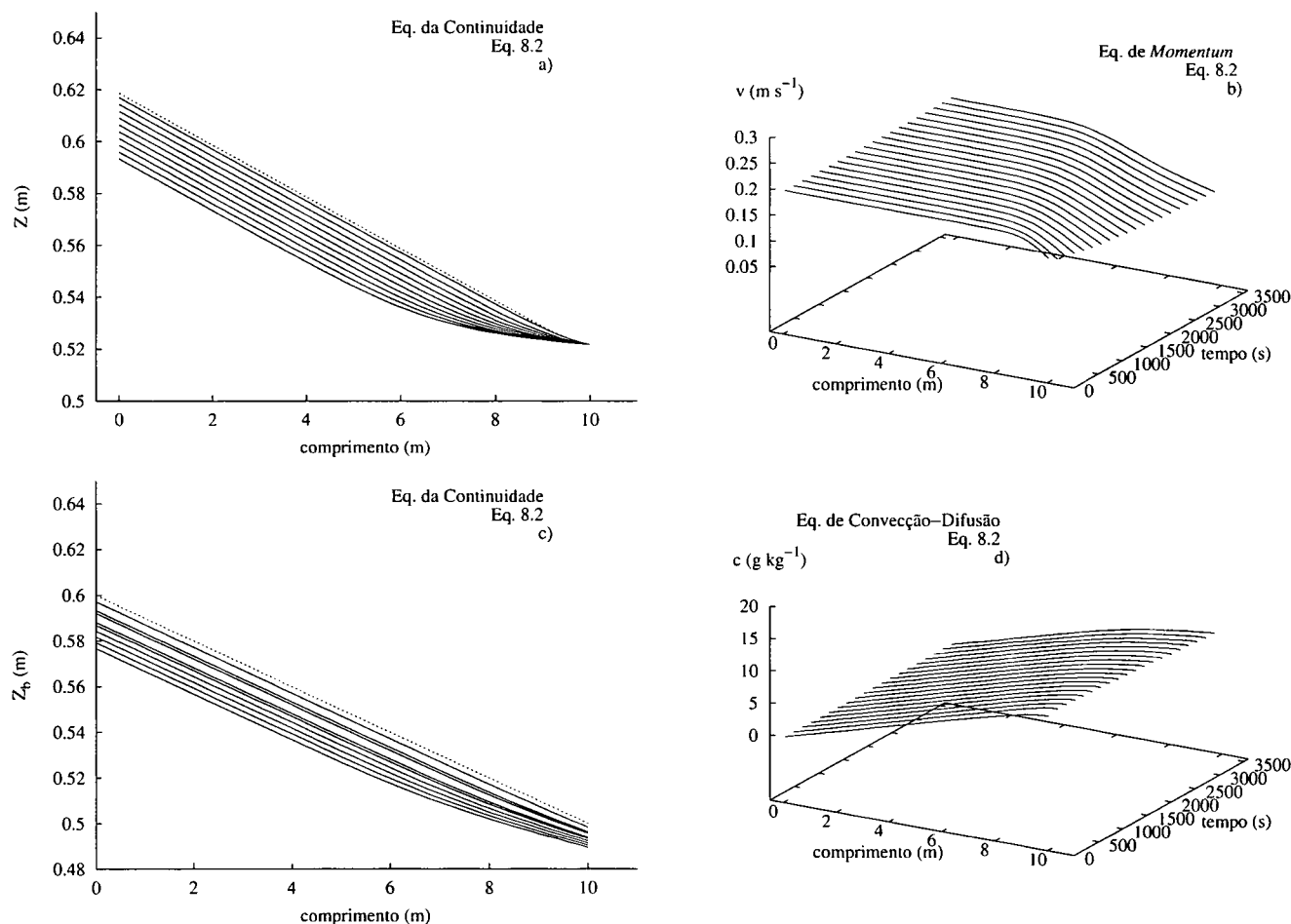
FIGURA 8.26 - VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. 8.2



Na Figura (8.28) estão as variações das dimensões do sulco após 1 hora de simulação, utilizando-se as equações (8.2) e (5.15), sendo que as taxas de desagregação obtidas com essas equações foram, respectivamente iguais a $0,97 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $4,37 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Estas variações também ficam evidentes quando se analisa, comparativamente, as Figuras (8.26) e (8.27).

A variação da tensão de cisalhamento crítica com a tensão de cisalhamento, de acordo com a equação (5.15), está mostrada na Figura (8.29). Pode-se perceber nessa figura que a tensão de cisalhamento mínima, para esse escoamento, foi de 0,378 Pa, enquanto que, para escoamento não permanente, foi de 0,033 Pa. Esse é um dos fatores que explica porquê as taxas de erosão

FIGURA 8.27 - VARIAÇÃO DA COTA DA SUPERFÍCIE, DA COTA DO FUNDO, DA VELOCIDADE DO ESCOAMENTO E DA CONCENTRAÇÃO DAS PARTÍCULAS EM SUSPENSÃO, COM O TEMPO, PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq. (5.15)



foram maiores em escoamento permanente do que em escoamento não permanente (considerando, praticamente, o mesmo volume escoado). Obviamente, os valores de τ dependem das variações, em relação ao tempo e espaço, da velocidade, as quais foram menores no escoamento não permanente do que no escoamento permanente.

Os resultados mostrados nesta seção evidenciam que, principalmente, quando o escoamento não for permanente, é imprescindível que se estabeleça uma equação para se determinar a taxa de variação do tamanho da partícula, em suspensão, em relação a intensidade do escoamento. Uma boa metodologia para iniciar este estudo é a proposta por TRUMAN et al. (1990).

Uma análise crítica dos resultados obtidos e das contribuições e limitações do modelo proposto é feita na seção seguinte.

FIGURA 8.28 - VARIAÇÃO DAS DIMENSÕES DO SULCO APÓS 1 hora - SÉRIE DE SOLO CECIL - Eq.s (8.2) e (5.15)

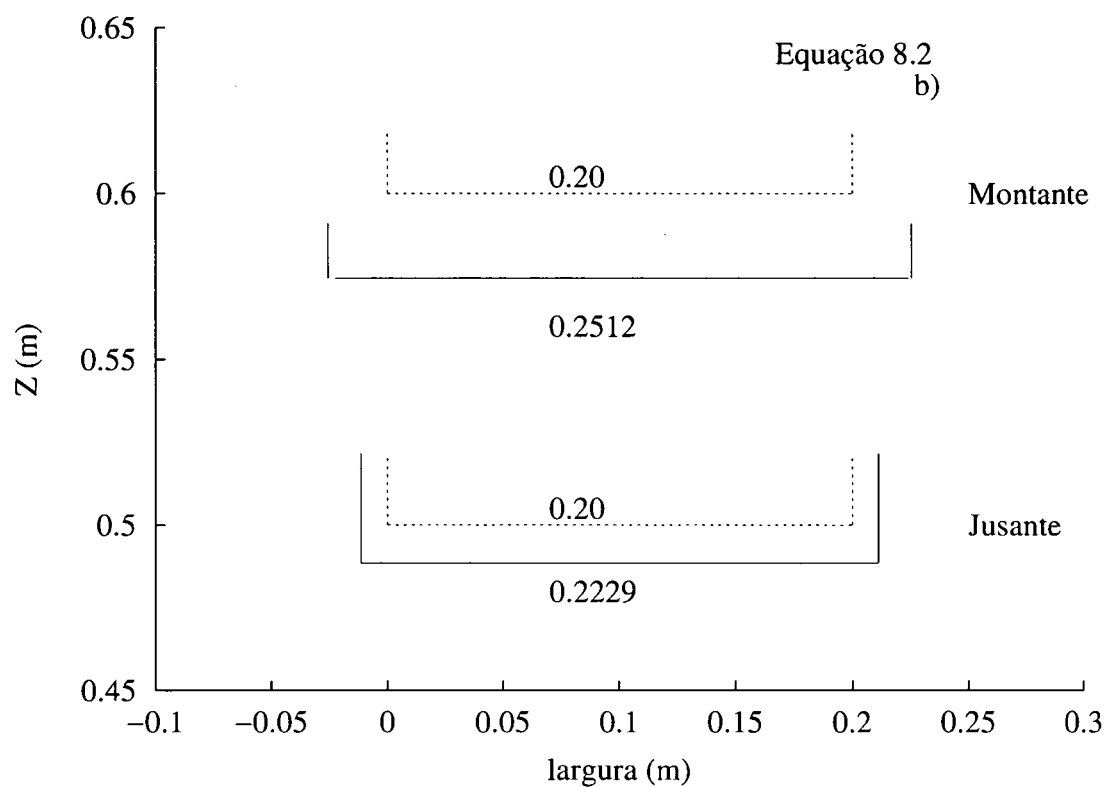
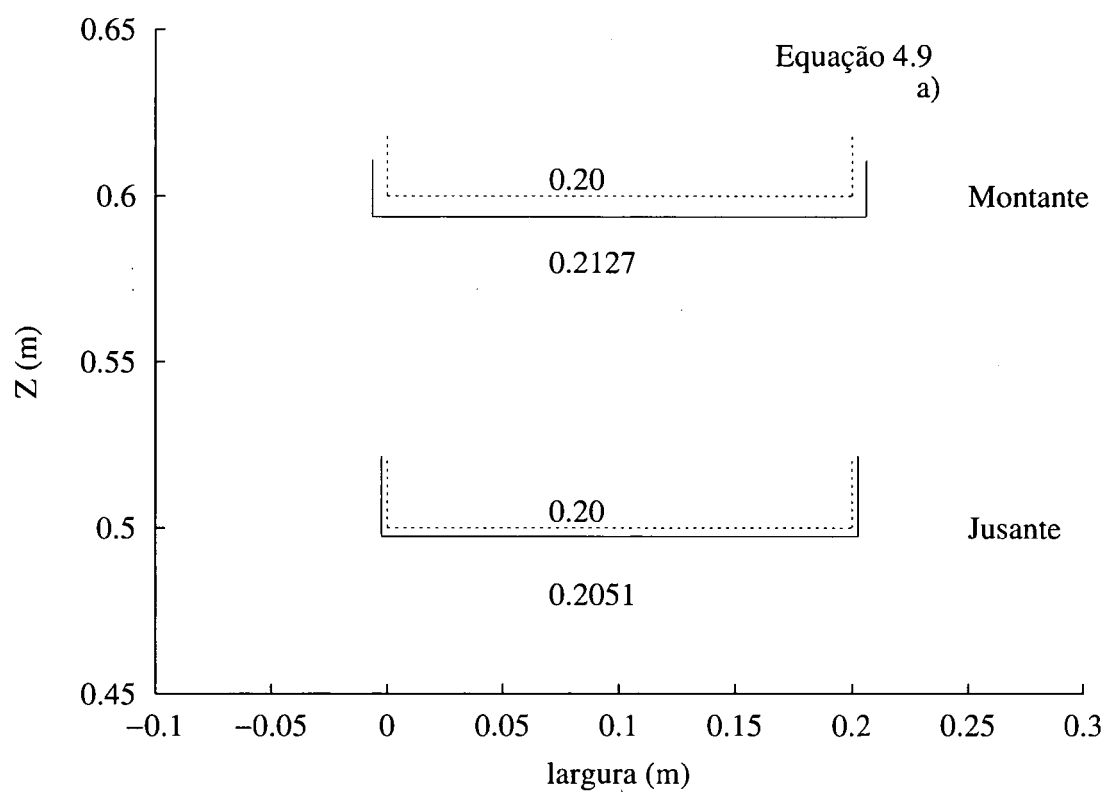
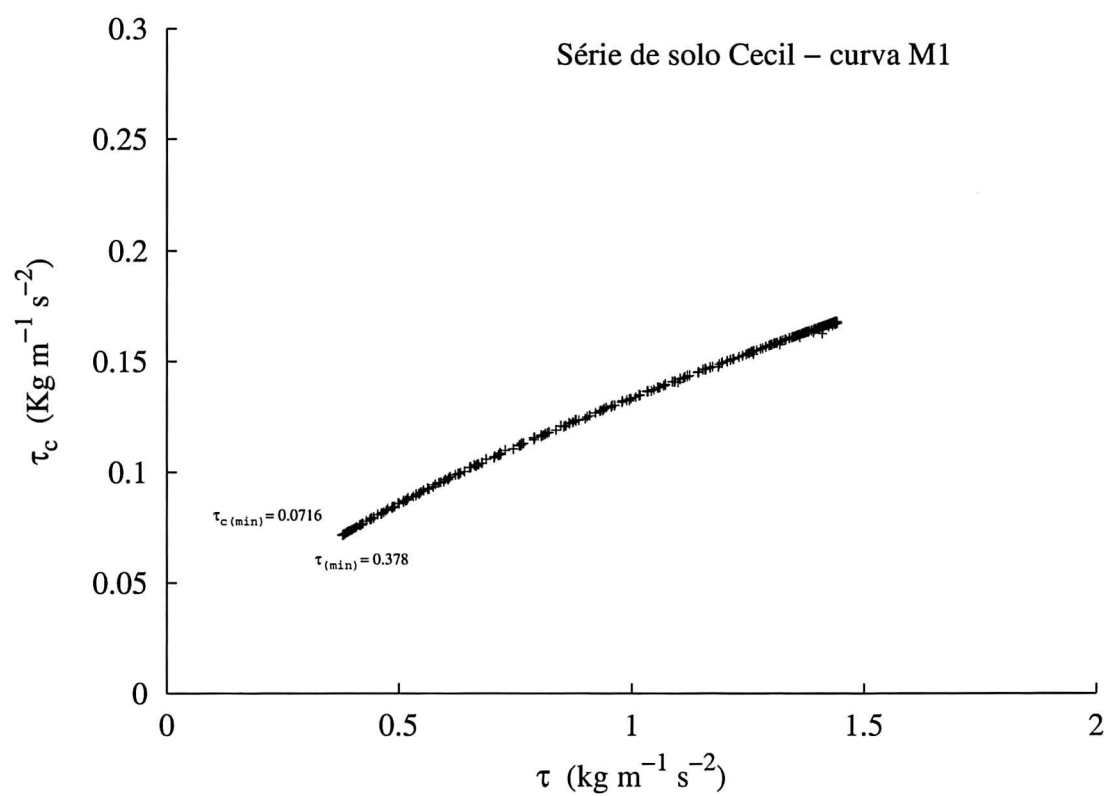


FIGURA 8.29 - VARIAÇÃO DA TENSÃO DE CISALHAMENTO (τ) E TENSÃO DE CISA-
LHAMENTO CRÍTICA (τ_c) ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$) - SÉRIE DE SOLO CECIL .



9 CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES

Nesta seção resumiu-se as principais contribuições e limitações do modelo proposto, assim como fez-se algumas recomendações para trabalhos futuros. Na sequência, são apresentadas as principais conclusões obtidas com esta tese.

9.1 ABRANGÊNCIA DO MODELO MATEMÁTICO DESENVOLVIDO

Para analisar e discutir os aspectos referentes ao desenvolvimento do modelo matemático, procurou-se separar aqueles que dizem respeito a *como* esta representação foi feita e *quanto* ela representa do processo estudado.

Com o modelo matemático desenvolvido pode-se simular as mudanças temporais e espaciais da largura, profundidade e declividade de canais retilíneos e retangulares, com materiais coesivos homogêneos, através de equações hidrodinâmicas e da conservação da massa para o sedimento, considerando escoamento unidimensional.

Com relação a esse aspecto, conforme foi mostrado na revisão bibliográfica, poucos estudos descrevem o processo de evolução de canais, seja para rios, voçorocas ou sulcos (DARBY e THORNE, 1996a; SIDORCHUK, 1999; LEI et al., 1998). Como a abordagem matemática de todos é bastante distinta, assim como os aspectos intrínsecos que envolvem estes três tipos de canais, fica difícil fazer uma comparação generalizada de um modelo proposto para sulcos de outro desenvolvido para rios ou voçorocas. Dessa maneira, concentrando-se no modelo proposto para sulcos, desenvolvido por LEI et al. (1998), a análise torna-se um pouco mais simples.

LEI et al. (1998) também representaram, matematicamente, tanto a variação da largura do sulco como de sua profundidade, no tempo e no espaço. Como a representação da variação da largura deste estudo está condicionada à variação da cota do fundo multiplicada por um coeficiente e exige que se estabeleça um limite para a diminuição da altura do escoamento, consideramos que esses aspectos restringem bastante a flexibilidade do modelo com respeito a *como* o sulco alarga.

Na equação proposta nesta tese, a variação da largura foi representada por uma equação de conservação de massa baseada no fluxo das partículas das margens que pode ser igual ou não ao fluxo das partículas do fundo. Embora tenha sido considerado, para fins de simplificações, um fluxo similar tanto para as partículas do fundo como para as partículas das margens, a equação pode ser desvinculada, sem problema algum, da equação que determina a taxa de variação da profundidade. Isto será vantajoso quando as propriedades físicas do solo (ou sedimento) variarem significativamente com a profundidade ou apresentarem diferenças geomorfológicas bruscas, como pode acontecer em solos que apresentem descontinuidades.

Ainda com respeito ao aspecto específico da variação da largura, LEI et al. (1998) sugerem que nas áreas mais largas do sulco a deposição é aumentada e a área torna-se mais larga. Este aspecto já diz respeito a *quanto* o sulco alarga. Não concordamos, totalmente, com o argumento destes autores. A variação da erosão ou deposição não está restrita somente a largura ou ao raio hidráulico, mas depende da massa específica da partícula do solo (ou sedimento) e das propriedades físicas do solo, principalmente, do tamanho do agregado e da percentagem de argila, assim como da intensidade do escoamento.

Por exemplo, um solo que apresente uma compactação em profundidade, como comumente ocorre em solos agrícolas, terá taxas de erosão maiores em relação à largura do que em relação à profundidade, e isto será “uma das causas” que levará a um maior alargamento (não todas, e nem a única !). Este aspecto pode ser facilmente simulado na equação proposta nesta tese, e não com a equação desenvolvida por LEI et al. (1998). É bastante estranho também, do ponto de vista físico, o aumento simultâneo da deposição e do alargamento. Enquanto o primeiro indica diminuição de energia, o segundo indica aumento. Entendemos que os sulcos são canais que apresentam muita energia, e por isso são responsáveis pela expansão da rede de drenagem. Uma deposição significativa em sulcos indica que existe algo estranho no processo.

Um segundo aspecto e mais difícil de ser discutido é com relação à teoria adotada para determinar *como* se dá a degradação do solo.

O modelo adotado por LEI et al. (1998) para determinar a degradação do solo é baseado em pressupostos teóricos e empíricos desenvolvidos por NEARING (1991). O processo de desagregação, segundo NEARING (1991), é causado pela turbulência do escoamento. O autor desenvolveu esta teoria após ter determinado (de acordo com uma certa metodologia) que a resistência do solo é da ordem de 1000 Pa, enquanto a tensão de cisalhamento varia de 0,5 a 2,0 Pa. O próprio au-

tor afirma que esse é um processo parcialmente entendido, e que a turbulência próxima ao fundo nunca foi medida. Além disto, seus estudos posteriores mostraram que mesmo em escoamento laminar há erosão (NEARING e PARKER, 1994).

Como foi mostrado na revisão bibliográfica, não existe uma teoria ou regra única para explicar a erosão. Muito pelo contrário, vários autores propuseram várias teorias, as quais apresentam vantagens e desvantagens (que de certa forma se anulam), deixando ao pesquisador a escolha do caminho a seguir. A escolha certamente é feita por uma questão de afinidade ou convergência de pensamento, não por esta ou aquela equação ser mais fácil ou mais difícil de modelar.

Após uma leitura atenta dos trabalhos de Nearing feitos na última década, com relação a sua teoria, e os trabalhos feitos por outros autores com relação às dúvidas que ainda existem com relação ao processo erosivo (BAGNOLD, 1966; TISDALL e OADES, 1982; SHAINBERG et al., 1994; PICCOLO, 1996; SIDORCHUK, 1999; BRADFORD e BLANCHAR, 1999; ZHANG et al., 2001), além obviamente dos aspectos relacionados com a análise dimensional, acreditamos que Nearing pode ter superestimado a resistência do solo, por ter utilizado um método não muito adequado (NEARING et al., 1988) para determinar a resistência do solo na interface solo-água, o que pode ter comprometido sua teoria.

Assim como outros autores (SHAINBERG et al., 1994; BRADFORD e BLANCHAR, 1999; ZHANG et al., 2001), acreditamos que na interface solo-água a resistência do solo é muito diminuída quando o solo está saturado. Anteriormente a isto, já simpatizávamos com a teoria de BAGNOLD (1966), o qual considera o escoamento como uma máquina transportadora (cujo trabalho total realizado depende da energia disponível), e com a equação proposta por SIDORCHUK (1999) para determinar o fluxo das partículas do fundo, a qual também leva em consideração princípios de energia. Foi com base no princípio de energia, apresentado por estes autores, que desenvolvemos a equação responsável pelo *como* ocorre a erosão.

A equação proposta nesta tese estima o fluxo das partículas de uma maneira menos empírica ou teórica que as equações prévias. É baseada em parâmetros adimensionais relacionados com o balanço das forças de inércia e resistência e com o balanço da energia cinética e potencial, e com as propriedades físicas do solo e o coeficiente de atrito. Com esta equação pode-se discriminar e quantificar, explicitamente, os efeitos das propriedades físicas do solo, como teor de argila, massa específica do solo e diâmetro dos agregados; das propriedades hidráulicas. É uma equação de fácil calibração, já que é definida em função de variáveis mensuráveis.

Nesta equação, o termo responsável pela coesão do solo abrange a relação entre a percentagem de argila, a porosidade e a massa específica do solo e a diferença entre o coeficiente de atrito e a declividade média do canal. Na maioria das equações de erosão, este termo é considerado um parâmetro de ajuste, o qual depende de resultados experimentais. Acreditamos que a sua definição mais explícita possa contribuir para um melhor entendimento do processo erosivo.

Outra contribuição que também achamos importante mencionar é que com a equação que estima o fluxo das partículas, pode-se determinar o ponto de equilíbrio do canal, ou seja, quando não há erosão.

Através de uma simples manipulação algébrica, também pode-se determinar com essa equação, a variação da tensão de cisalhamento crítica com o tempo e o espaço, já que a mesma varia, entre outros parâmetros, com a velocidade, a tensão de cisalhamento média e o diâmetro dos agregados. Estes resultados estão de acordo com KIRCHNER et al. (1990), que argumentam que a tensão de cisalhamento crítica varia não só espacialmente, pela variação da rugosidade do fundo de local para local, mas, também, pelas flutuações temporais da tensão de cisalhamento aplicada. Embora tenhamos considerado que a rugosidade do fundo é constante, a variação da tensão de cisalhamento crítica com a velocidade e com a tensão de cisalhamento média é um aspecto que ainda não tinha sido abordado em nenhuma outra equação.

Ter-se conseguido, também, relacionar a tensão de cisalhamento crítica com o diâmetro dos agregados (que é um dos componentes da rugosidade do fundo), de uma maneira menos empírica, é um fato bastante importante, já que assim, pode-se explicar porquê a tensão de cisalhamento crítica varia para um mesmo solo, quando as condições do experimento (seja de campo ou de laboratório) ou o nível da tensão de cisalhamento aplicada são alterados.

Embora se saiba que a representação do processo de desagregação ainda esteja longe de não ser empírica, foi mostrado que existe uma associação entre as características intrínsecas do solo com as características do escoamento que, em conjunto, determinam a erodibilidade deste.

9.2 PRINCIPAIS RESULTADOS OBTIDOS SOBRE O PROCESSO EROSIVO

Embora o processo de erosão seja bastante complexo, envolvendo não só as propriedades do solo, mas as condições do escoamento, os resultados mostraram que os solos mais erodíveis, foram

os que apresentaram agregados ($R = -0,49$) e teores de argila ($R = -0,63$) menores. Entretanto, o principal fator responsável pela desagregação foi o coeficiente adimensional baseado no balanço entre a energia cinética e a potencial ($R = 0,93$). Este coeficiente, embora bem menos difundido que o parâmetro de Shields ou a teorida da força trativa, também é utilizado como critério para a determinação do início do movimento de partículas de sedimentos em rios (NEILL, 1967).

Além disso, as forças responsáveis pela desagregação foram da mesma ordem de grandeza que as forças de resistência, o que comprova que na interface solo-água a resistência do solo diminui. Estas constatações estão de acordo com as mais recentes teorias para a determinação da erodibilidade do solo, as quais são baseadas nos processos físico-químicos na interface solo-água (SHAINBERG et al., 1994; BRADFORD e BLANCHAR, 1999).

Os resultados da análise de sensibilidade mostraram que o diâmetro dos agregados, a vazão líquida e a massa específica do solo, foram as variáveis que mais afetaram as previsões do modelo, com respeito à taxa de desagregação. Como a vazão e a massa específica do solo são variáveis conhecidas, o tamanho dos agregados foi o parâmetro de ajuste do modelo. Os tamanhos dos agregados calibrados estavam dentro das frações areia grossa e agregados, que são tamanhos de partículas coerentes para serem transportadas por sulcos.

Apesar da falta de dados experimentais ter impossibilitado a comprovação da maior parte dos tamanhos dos agregados calibrados; para as Séries de solo Cecil, Sharpsburg e Heiden, os resultados obtidos estavam de acordo com os valores medidos em experimentos citados na literatura.

Os resultados sugerem, também, que as partículas são quebradas com o aumento da intensidade do escoamento, o que contribui para o aumento da erosão dos solos. Estes aspectos também são confirmados pela literatura (SLATTERY e BURT, 1997; BEUSELINCK et al., 2000; MARTÍNEZ-MENA et al., 2002).

Embora existam várias maneiras para determinar a estabilidade dos agregados ao umedecimento, acreditamos que a mais adequada, no momento, é a proposta por TRUMAN et al. (1990), já que leva em consideração a intensidade da precipitação. As metodologias que consideram apenas o umedecimento e a agitação dos agregados podem superestimar os valores obtidos em experimentos de erosão.

O efeito da variação do tamanho dos agregados, durante o escoamento, é um aspecto importante que deve ser considerado, principalmente, em escoamentos não permanentes.

9.3 LIMITAÇÕES DO MODELO MATEMÁTICO PROPOSTO E SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS

Pelo que foi exposto nos parágrafos anteriores, pode-se ver que as limitações do modelo são várias, não só relacionadas com a unidimensionalidade considerada, mas, também, com relação à falta da descrição dos demais processos que compreendem a incisão de canais, ou a falta da descrição de processos mais específicos, como o efeito da quebra dos agregados. Apesar disto, acreditamos que demos nossa parcela de contribuição para um melhor entendimento do processo erosivo.

Especificamente em relação ao transporte das partículas suspensas, onde foi utilizada a equação de convecção-difusão, são necessárias algumas considerações. Como todos os resultados calculados foram bastante inferiores aos resultados medidos e não se sabia a condição inicial das partículas suspensas no escoamento, não foi possível determinar a validade ou não dessa equação no transporte, assim como do coeficiente de difusão utilizado. A aplicabilidade dessa equação só poderá ser comprovada quando forem feitos experimentos, com determinações mais precisas, das concentrações iniciais das partículas.

Com respeito ao efeito da deposição das partículas no próprio sulco, acreditamos que este efeito seja mais importante para solos com altos teores de areia ($> 50\%$), e que possa ser considerado desprezível para solos com teores de areia menores. Nos solos com teores de areia mais elevados, onde as partículas de agregado são mais pesadas ($k_f \approx 2,0E-6$), pode ser que essas partículas sejam transportadas também por saltação.

A descrição dos demais processos de transporte (salação e arraste) e da deposição das partículas também contribuirá para um melhor entendimento do processo erosivo. Se o estudo da deposição puder ser acoplado com técnicas que permitam um melhor entendimento da agregação do solo, será de grande valia, ou seja, visando estudar os aspectos que interferem na floculação dos agregados. Acreditamos que estudar a deposição simplesmente para adicionar mais um termo à equação de erosão, especificamente para sulcos, pode ser desnecessário. Já, a inclusão do transporte por arraste necessitará do conhecimento sobre a taxa de quebra dos agregados.

Obviamente, como o estudo da erosão abrange diversas áreas do conhecimento, acreditamos que não há como sugerir prioridades, já que cada pesquisador vê de acordo com sua especialidade. Assim, aqueles mais envolvidos com as ciências agrárias, talvez achem mais importante se

concentrar em metodologias para determinar a estabilidade dos agregados. Sugerimos que nestas pesquisas se leve em conta o efeito da precipitação.

As pesquisas que descrevem a desagregação de agregados em áreas entressulcos (tema que não foi abordado nesta tese), também podem ajudar na determinação matemática desse processo, que não é restrito a áreas entressulcos. A representação matemática da erosão e, posteriormente, uma adequada previsão dos resultados, especialmente para escoamento não permanente, pode ser comprometida sem a representação da quebra dos agregados durante o transporte.

A precisão dos resultados também será melhorada quando se conseguir estabelecer uma maneira de variar a rugosidade do fundo, que é um fato bem observado na erosão de sulcos. Uma relação com a variação do diâmetro dos agregados pode ser uma alternativa "fácil". Acreditamos que quanto mais precisa for a determinação da variação do diâmetro dos agregados, mais fácil será a determinação da variação da rugosidade do fundo.

Com relação aos demais processos envolvidos na incisão de canais, como o avanço da erosão a montante, a queda das margens e o subsequente transporte do material depositado no fundo, há necessidade de uma abordagem, no mínimo, bidimensional das equações diferenciais parciais. Estes assuntos já estão sendo estudados há mais de uma década, mas ainda não foram acoplados às equações diferenciais parciais, nem representam um assunto encerrado, matematicamente.

Dos demais desafios para a representação da evolução morfológica de canais, não se pode esquecer que os métodos numéricos de solução devem conseguir manejar descontinuidades. Por exemplo, a variação da taxa de avanço a montante, considerando o contorno móvel, ou a queda do material e o posterior transporte do mesmo, são processos que não devem ser facilmente estabilizados, bem como se o escoamento for considerado supercrítico.

O estabelecimento de condições de contorno a montante mais elaboradas também contribuirão para uma melhoria do modelo como, por exemplo, a representação da variação da largura pelo anastomosamento de vários sulcos, criando uma verdadeira rede de drenagem. Provavelmente, dentre todas as sugestões citadas, esta é a mais fácil; mas apesar disto, relevante.

Com relação a determinação das propriedades hidráulicas do escoamento, próxima ao fundo, também não existem resultados de pesquisas que as definam. Concordamos com KIRCHNER et al. (1990) que existe uma urgente necessidade de um entendimento mais completo do escoamento nessas condições. Hoje já existem técnicas que permitem um estudo detalhado da velocidade média local (*laser-Doppler anemometry* - LDA) ou do tamanho das partículas e de sua velocidade no

campo do escoamento (*phase-Doppler anemometry - PDA*) (BRENN et al., 2003), e tais técnicas podem ser úteis para solucionar esse problema de caráter secular.

9.4 CONCLUSÕES

Para concluir, as contribuições e as limitações do modelo foram resumidas.

Foi desenvolvido um modelo matemático simples, de fácil calibração e implementação, capaz de simular as mudanças temporais e espaciais da largura, profundidade e declividade de um sulco, com seção retangular, retilínea, e com materiais coesivos homogêneos.

Foi desenvolvida também, uma equação para determinar o fluxo das partículas do solo, de uma maneira menos empírica ou teórica que as equações prévias, baseada em parâmetros adimensionais relacionados com o balanço das forças de inércia e resistência e com o balanço da energia cinética e potencial, e com as propriedades físicas do solo e o coeficiente de atrito.

Os principais fatores responsáveis pela desagregação foram o coeficiente descrito pelo balanço entre a energia cinética e a energia potencial ($R = 0,93$) e a tensão de cisalhamento crítica ($R = -0,83$).

A coesão do solo foi determinada por um coeficiente que leva em consideração a percentagem de argila, a massa específica e a porosidade do solo, o coeficiente de atrito e a declividade do canal.

A tensão de cisalhamento crítica pode ser determinada de uma maneira variável, tanto no tempo como no espaço e relacionada, matematicamente, com o diâmetro dos agregados.

A análise de sensibilidade mostrou que o diâmetro dos agregados, a vazão líquida e a massa específica do solo foram as variáveis que mais afetaram as previsões do modelo.

Devido à falta de dados experimentais não foi possível validar o modelo, em termos das taxas de alargamento e degradação do fundo, apenas comparar os resultados das taxas de desagregação calculadas, com as taxas de desagregação medidas em experimentos de campo, considerando escoamento permanente e subcrítico.

O diâmetro calibrado dos agregados para as Séries de solo Cecil, Sharpsburg e Heiden, estavam de acordo com os valores medidos. E os solos mais erodíveis apresentaram a tendência de ter menores diâmetros de agregados ($R = -0,49$) e menores porcentagens de argila ($R = -0,52$).

Os resultados mostram que os agregados são quebrados com o aumento da tensão de cisalhamento, e este fato também contribui para o aumento da taxas de erosão.

REFERÊNCIAS

- AL-SHAYEA, N. A. The combined effect of clay and moisture content on the behavior of remolded unsaturated soils. **Engineering Geology**, Amsterdam, v. 62, n. 4, p. 319–342, 2001.
- ALBUQUERQUE, J. A. e REINERT, D. J. Densidade radicular do milho considerando os atributos de um solo de horizonte b textural. **Revista Brasileira de Ciência do Solo**, Minas Gerais, v. 25, n. 3, p. 539–549, 2001.
- ALVARENGA, R. C.; SANS, L. M. A.; MARQUES, J. J. G. M. e CURI, N. **Índices de erosividade da chuva, perdas de solo e fator erodibilidade para dois solos da região de Sete Lagoas**. EMBRAPA, 2003. (não publicado). Disponível em: <<http://www.cnpms.embrapa.br/pesq2498.html>> acesso em 16/02/2003.
- ANDERSON JR., J. **Computational fluid dynamics**. New York. McGraw-Hill, 1. ed., 1995.
- ASHIDA, K. Mountain torrent erosion. In: THORNE, C. R.; BATHURST, J. C.; HEY, R. D. (ed.s) . **Sediment transport in gravel-bed rivers**. Chichester, John Wiley, 1987. p. 513–544.
- AZIZ, N. M. e PRASAD, S. N. Sediment transport in shallow flows. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 111, n. 10, p. 1327–1343, 1985.
- BAGNOLD, R. A. The flow of cohesionless grains in fluids. **Philosophical Trans. Royal Soc.**, London, v. 249, n. 964, p. 235–297, 1956.
- BAGNOLD, R. A. An approach to the sediment transport problem for general physics. **Geological Survey Professional Paper**, Washington, v. 422-I, p. 1–37, 1966.
- BAGNOLD, R. A. The nature of saltation and of bed-load transport in water. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A**, London, n. 332, p. 473–504, 1973.
- BAHIA, V. G.; CURI, N.; CARMO, D. N. d. e MARQUES, J. J. G. M. Fundamentos de erosão do solo: tipos, formas, mecanismos, fatores determinantes e controle. **Informe Agropecuário**, Belo Horizonte, v. 16, n. 176, p. 25–31, 1992.
- BAKER, V. R. e RITTER, D. F. Competence of rivers to transport coarse bedload material. **Bulletin of the Geological Society of America**, Boulder, v. 86, n. 7, p. 975–978, 1975.
- BATHURST, J. C.; GRAF, W. H. e CAO, H. H. Bed load discharge equations for steep mountain rivers. In: THORNE, C. R.; BATHURST, J. C.; HEY, R. D. (ed.s) . **Sediment transport in gravel-bed rivers**. Chichester, John Wiley, 1987. p. 453–491.
- BAVER, L. D.; GARDNER, W. H. e GARDNER, W. R. **Soil physics**. London. John Wiley, 4. ed., 1972.
- BENNETT, S. J.; ALONSO, C. V.; PRASAD, S. N. e ROMKENS, M. J. M. Experiments of headcut growth and migration in concentrated flows typical of upland areas. **Water Resources Research**, Washington, v. 36, n. 7, p. 1911–1922, 2000.

- BEUSELINCK, L.; STEEGEN, A.; GOVERS, G.; NACHTERGAELE, J.; TAKKEN, I. e POESEN, J. Characteristics of sediment deposits formed by intense rainfall events in small catchments in the belgian loam belt. **Geomorphology**, Amsterdam, v. 32, n. 1-2, p. 69–82, 2000.
- BHALLAMUDI, B. M. e CHAUDHRY, M. H. Numerical modeling of aggradation and degradation in alluvial channels. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 117, n. 9, p. 1145–1164, 1991.
- BIGARELLA, J. J. Structures developed by dissipation of dune and beach ridge deposits. **Catena**, Giessen, v. 2, p. 107–152, 1974.
- BIGARELLA, J. J. e MAZOCHOWSKI, J. Z. Depósitos correlativos e formações superficiais. 3, 1985a, Curitiba. **Livro Guia**. Curitiba, Associação Brasileira de Geologia de Engenharia. Associação de defesa e educação ambiental, 1985a. p. 147–160.
- BIGARELLA, J. J. e MAZOCHOWSKI, J. Z. Erosão: aspectos hidrológicos, mecanismos, processos e formas. 3, 1985b, Curitiba. **Livro Guia**. Curitiba, Associação Brasileira de Geologia de Engenharia. Associação de defesa e educação ambiental, 1985b. p. 93–122.
- BIGARELLA, J. J.; MOUSINHO, M. R. e SILVA, J. X. d. Considerações a respeito da evolução das vertentes. **Boletim Paranaense de Geografia**, Curitiba, n. 16/17, p. 85–116, 1965.
- BJORNEBERG, D. L.; TROUT, T. J.; SOJKA, R. E. e AASE, J. K. Evaluation weep-predicted infiltration, runoff, and soil erosion for furrow irrigation. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 42, n. 6, p. 1733–1741, 1999.
- BORAH, D. K.; ALONSO, C. V. e PRASAD, S. N. Routing graded sediments in streams: formulations. **Journal of the Hydraulics Division**, Ann Arbor, v. 108, n. 12, p. 1486–1503, 1982.
- BRADFORD, J. e BLANCHAR, R. Mineralogy and water quality parameters in rill erosion of clay-sand mixtures. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 63, n. 5, p. 1300–1307, 1999.
- BRADFORD, J. M. e HUANG, C. Mechanisms of crust formation : physical components. In: SUMNER, M. E; STEWART, B. A. (ed.s) . **Soil crusting : chemical and physical processes**. Boca Raton, Lewis Publishers, 1992. p. 55–72.
- BRENN, G.; BRAESKE, H.; ŽIVKOVIĆ, G. e DURST, F. Experimental and numerical investigation of liquid channel flow with dispersed gas and solid particles. **International Journal of Multiphase Flow**, Elmsford, v. 29, n. 2, p. 219–247, 2003.
- BRUNTON, D. A. e BRYAN, R. B. Rill network development and sediment budgets. **Earth Surface Processes and Landforms**, Chichester, v. 25, n. 7, p. 783–800, 2000.
- BRUSH, L. J. e WOLMAN, G. Knickpoint behavior in noncohesive material: a laboratory study. **Bulletin of the Geological Society of America**, Boulder, v. 71, n. 1, p. 59–74, 1960.
- BRYAN, R. B. Soil erodibility and processes of water erosion on hillslopes. **Geomorphology**, Amsterdam, v. 32, n. 3-4, p. 385–415, 2000.
- BRYAN, R. B. e ROCKWELL, D. L. Water table control on rill initiation and implications for erosional response. **Geomorphology**, Amsterdam, v. 23, n. 2-4, p. 151–169, 1998.

- BUNTE, K. e POESEN, J. Effects of rock fragment covers on erosion and transport of non-cohesive sediment by shallow overland flow. **Water Resources Research**, Washington, v. 29, n. 5, p. 1415–1424, 1993.
- CAPUTO, H. P. **Mecânica dos solos**, v. 1. Rio de Janeiro. Ao livro Técnico S.A., 2. ed., 1969.
- CASALÍ, J.; BENNETT, S. J. e ROBINSON, K. M. Processes of ephemeral gully erosion. **International Journal of Sediment Research**, Beijing, v. 15, n. 1, p. 31–41, 2000.
- CASALÍ, J.; LÓPEZ, J. J. e GIRÁLDEZ, J. C. Ephemeral gully erosion in southern navarra. **Catena**, Giessen, v. 36, n. 1-2, p. 65–84, 1999.
- CAVAGUTI, N.; FIGUEIREDO, J. d.; RIUL, M.; CARVALHO, E. L. d.; BRITO, S. A.; CARNELOZ, M.; VALENCIAN, U. C. e OLIVEIRA, M. F. d. Boçoroca da pousada da esperança 2. In: Simpósio Nacional de Controle de erosão, 5, 1995, Bauru. **Anais ... Bauru, IBGE; UNESP**, 1995. p. 501–503.
- CHANG, F. M.; SIMONS, D. B. e RICHARDSON, E. V. Total bed-material discharge in alluvial channels. **U. S. Geological Survey Water - Supply Paper**, Washington, n. 1498-I, p. 1–23, 1965.
- CHANG, H. H. River channel changes: adjustments of equilibrium. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 112, n. 1, p. 43–55, 1986.
- CHAUDHRY, M. H. **Open-channel flow**. New Jersey. Prentice Hall, 1993.
- CHEN, C. Unified theory on power laws for flow resistance. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 117, n. 3, 1991.
- CHOW, V. T. **Open-channel hydraulics**. New York. McGraw-Hill, 1959.
- CHOW, V. T.; MAIDMENT, D. R. e MAYNARD, L. W. **Applied hydrology**. New York. McGraw-Hill, 1988.
- CLIFT, R.; GRACE, J. R. e WEBER, M. E. **Bubbles, drops and particles**. New York. Academic Press, 1978.
- CLOWES, A. e COMFORT, P. **Process and landform**. Hong Kong. Oliver and Boyd, 2. ed., 1976.
- COCHRANE, T. A. e FLANAGAN, D. C. Detachment in a simulated rill. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 40, n. 1, p. 111–119, 1996.
- COELHO NETO, A. L. Mudanças ambientais recentes, mecanismos e variáveis-controle do voçorocamento atual na bacia do rio bananal, sp-rj: base metodológicas para previsão e controle de erosão. In: Simpósio Nacional de Controle de erosão, 5, 1995, Bauru. **Anais ... Bauru, IBGE; UNESP**, 1995. p. 377–379.
- COLLIS-GEORGE, N.; PHILIPPA, E.; TOLMIE, E. e MOAHANSHYAH, H. Preliminary report on a new method of determining the shear strength of a soil surface: the resin plate method. **Australian Journal of Soil Research**, Melbourne, v. 31, n. 5, p. 539–548, 1993.
- COUGHLAN, K. J.; FOX, W. E. e HUGHES, J. D. A study of the mechanisms of aggregation in a krasnozem soil. **Australian Journal of Soil Research**, Melbourne, v. 11, n. 1, p. 65–73, 1973.

- CROSSON, P. **Soil erosion production vs protection**. American Forests, 1984.
- CUNGE, J. A.; HOLLY JR., F. M. e VERWEY, A. **Practical aspects of computational river hydraulics**. Boston. Pitman Advanced Publishing Program, 1980.
- DADE, W. B. e FRIEND, P. F. Grain-size, sediment-transport regime, and channel slope in alluvial rivers. **Journal of Geology**, Chicago, v. 106, n. 6, p. 661–675, 1998.
- DARBY, S. E. e THORNE, C. R. Numeric simulation of widening and bed deformation of straight sand-bed rivers. i: Model development. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 122, n. 4, p. 184–193, 1996a.
- DARBY, S. E. e THORNE, C. R. Numeric simulation of widening and bed deformation of straight sand-bed rivers. ii: Model evaluation. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 122, n. 4, p. 194–202, 1996b.
- DÍAZ-ZORITA, M.; PERFECT, E. e GROVE, J. H. Disruptive methods for assessing soil structure. **Soil and Tillage Research**, Amsterdam, v. 64, n. 1-2, p. 3–22, 2002.
- DEXTER, A. R. Advances in characterization of soil structure. **Soil and Tillage Research**, Amsterdam, v. 11, n. 3-4, p. 199–238, 1988.
- DIAS, N. L. d. C. **Estimativas da Rugosidade da calha do Rio Iguaçu a partir de medições de perfis de velocidade**. Curitiba, 1995. (não publicado).
- DURST, F.; FISCHER, M.; JOVANOVIĆ, J. e KIKURA, H. Methods to set up and investigate low reynolds number, fully developed turbulent plane channel flows. **Journal of Fluids Engineering**, New York, v. 44, p. 496–503, 1998.
- EDWARDS, A. P. e BREMNER, J. M. Microaggregates in soils. **The Journal of Soil Science**, Oxford, v. 18, n. 1, p. 64–73, 1967.
- EGIAZAROFF, J. V. Sediment transportation mechanics: initiation of motion. **Journal of the Hydraulics Division**, Ann Arbor, v. 93, n. 4, p. 281–287, 1967.
- EIGER, S. In: PORTO, R. La L. (org). **Qualidade da água em rios e estuários**. **Hidrologia Ambiental**. São Paulo, Associação Brasileira de Recursos Hídricos, 1991. p. 69–163.
- EINSTEIN, H. A. Formulas for the transportation of bed load. **Transactions/American Society of Civil Engineers**, n. 107, p. 561–597, 1942.
- EINSTEIN, H. A. The bed load function for sediment transportation in open channel flows. **Technical Bulletin**, n. 1026, p. 1–71, 1950.
- ELLIOT, W. J. e LAFLÉN, J. M. A process-based rill erosion model. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 36, n. 1, p. 65–72, 1993.
- ELLIOT, W. J.; LIEBENOW, A. M.; LAFLÉN, J. M. e KOHL, K. D. **Compendium of soil erodibility data from WEPP Cropland Soil Field Erodibility Experiments 1987 and 1988**. USDA Agricultural Research Service, West Lafayette : The Ohio State University, 1989. NSERL Report, n 3. Disponível em: < <http://soils.ecn.purdue.edu/wepphtml/wepp/wepputut/comp/comp.html> > acesso em 23/08/2002.

- ELLIOTT, J. G.; GELLIS, A. C. e ABY, S. B. Evolution of arroyos: incised channels of the Southwestern United States. In: DARBY, S. E.; SIMON, A. . **Incised river channels : processes, forms, engineering and management**. New York, John Wiley, 1999. p. 153–185.
- EMBRAPA. Empresa Brasileira de Pesquisa Agropecuária. **Critérios para distinção de classes de solos e de fases de unidades de mapeamento: normas de uso pelo SNLC**. Rio De Janeiro. Ministério da Agricultura, 1988.
- EMBRAPA. Empresa Brasileira de Pesquisa Agropecuária. **Manual de métodos de análise de solo**. Rio De Janeiro. Serviço Nacional de Levantamento e Conservação de Solos, 2. ed., 1997.
- EMBRAPA. Empresa Brasileira de Pesquisa Agropecuária. **Sistema Brasileiro de Classificação de solos**. Rio De Janeiro. Ministério da Agricultura, 1999.
- EMMETT, W. W. Overland flow. In: KIRKBY, M. J. (ed.) . **Hillslope hydrology**. New York, John Wiley, 1978. p. 145–176.
- ERSKINE, W. D. Oscillatory response versus progressive degradation of incised channels in Southeastern Australia. In: DARBY, S. E.; SIMON, A. . **Incised river channels : processes, forms, engineering and management**. New York, John Wiley, 1999. p. 67–95.
- ESTEL, L.; ABDELGHANI-IDRISSI, M. A. e THENARD, D. Distrituted state estimation of a counter current heat exchanger under varying flow rate. **Computers and Chemical Engineering**, New York, v. 24, n. 1, p. 56–60, 2000.
- FARIA, A. P. e MARQUES, J. S. O desaparecimento de pequenos rios brasileiros. **Ciência Hoje**, São Paulo, v. 25, n. 146, p. 56–61, 1999.
- FENNEMA, R. J. e CHAUDHRY, M. H. Simulation of one-dimensional dam-break flows. **Journal Hydraulic Research**, Delft, v. 25, n. 1, p. 41–51, 1987.
- FENNEMA, R. J. e CHAUDHRY, M. H. Explicit methods for 2-d transient free-surface flows. **Journal Hydraulic Engineering**, New York, v. 116, n. 8, p. 1013–1035, 1990.
- FENTIE, B.; ROSE, C. W.; COUCLAN, K. J. e CIESIOLKA, C. A. A. The role of the geometry and frequency of rectangular rills in the relationship between sediment concentration and stream power. **Australian Journal of Soil Research**, Melbourne, v. 35, n. 6, p. 1359–1377, 1997.
- FINKNER, S. C.; NEARING, M. A.; FOSTER, G. R. e GILLEY, J. E. Calibrating a simplified field equation for modeling sediment transport capacity. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 32, p. 1545–1550, 1989.
- FISHER, H. B. Simple method for predicting dispersion in streams. **Journal of the Environmental Engineering**, New York, v. 101, n. 3, p. 453–455, 1975.
- FLANAGAN, D. C.; NORTON, L. D. e SHAINBERG, I. Effect of water chemistry and soil amendmets on a silt loam soil - part 1: Infiltration and runoff. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 40, n. 6, p. 1549–1559, 1997.
- FONTES, M. P. F.; CAMARGO, O. A. d. e SPOSITO, G. Eletroquímica das partículas coloidais e sua relação com a mineralogia de solos altamente intemperizados - revisão. **Scientia Agricola**, Piracicaba, v. 58, n. 3, p. 627–646, 2001.

- FOSTER, G. R. Modeling the erosion process. In: HAAN, C.T.; JOHNSON, H.P.; BRAKEN-SIEK, D.L. (ed.s). . **Hydrologic modeling of small watersheds**. St. Joseph, American Society of Agricultural Engineers (ASAE), 1982. p. 297–380.
- FOSTER, G. R.; HUGGINS, L. F. e MEYER, L. D. A laboratory study of rill hydraulics: i. velocity relationships. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 27, n. 3, p. 790–796, 1984a.
- FOSTER, G. R.; HUGGINS, L. F. e MEYER, L. D. A laboratory study of rill hydraulics: ii. shear stress relationships. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 27, n. 3, p. 797–804, 1984b.
- FOSTER, G. R.; LANE, L. J.; NOWLIN, J. D.; LAFLEN, L. M. e YOUNG, R. A. Estimating erosion and sediment yield on field-sized areas. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 24, n. 5, p. 1253–1262, 1981.
- FOSTER, G. R. e MEYER, L. D. Sedimentation. In: SHEN, W.H. (ed.) . **A closed-form soil erosion equation for upland areas**. Fort Collins, Colorado State University, 1972a. p. 12.1–12.19.
- FOSTER, G. R. e MEYER, L. D. A closed-form soil erosion equation for upland areas. In: SHEN, H. W. (ed.) . **Sedimentation**. Fort Collins, Colorado State University, 1972b. p. 12.1–12.9.
- FOSTER, G. R.; MEYER, L. D. e ONSTAD, C. A. An erosion equation derived from basic erosion principles. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 19, n. 4, p. 678–682, 1976.
- FRANCE, R. L. Potential for soil erosion from decreased litterfall due to riparian clearcutting: Implications for boreal forestry and warm-and cool-water fisheries. **Journal of Soil and Water Conservation**, Amsterdam, v. 52, n. 6, p. 452–455, 1997.
- FRANTI, T. G.; FOSTER, G. R. e MONKE, E. J. Modeling the effects of incorporated residue on rill erosion. part i: Model development and sensitivity analysis. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 39, n. 2, p. 535–542, 1996a.
- FRANTI, T. G.; FOSTER, G. R. e MONKE, E. J. Modeling the effects of incorporated residue on rill erosion. part ii: Experimental results and model validation. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 39, n. 2, p. 543–550, 1996b.
- FREEBAIRN, D. M.; GUPTA, S. C. e RAWIS, W. J. Influence of aggregate size and microrelief on development of surface soil crusts. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 55, n. 1, p. 188–195, 1991.
- FRIEDLANDER, S. K. Behavior of suspended particles in a turbulent fluid. **AIChE Journal**, New York, v. 3, n. 3, p. 381–385, 1957.
- GABRIELS, D. e MOLDENHAUER, W. Size distribution of eroded material from simulated rainfall. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 42, p. 954–958, 1978.
- GALAY, V. J. Causes of river bed degradation. **Water Resources Research**, Washington, v. 19, n. 5, p. 1057–1090, 1983.

- GARDE, R. J. e RANGA RAJU, K. G. **Mechanics of sediment transportation and alluvial stream problems**. New Delhi. Wiley Eastern Limited, 2. ed., 1985.
- GAVANDE, S. A. **A física de solos: princípios y aplicaciones**. México. Limusa Wiley, 1973.
- GESSLER, J. Beginning and ceasing of sediment motion. In: SHEN, W. S. (ed.) . **River mechanics**. Fort Collins, H. W. Shen Editor, v. 1, 1971. p. 7.1–7.22.
- GHEBREIYESSUS, Y. T.; GANTZER, C. J.; ALBERTS, E. E. e LENTZ, R. W. Soil erosion by concentrated flow: shear stress and bulk density. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 37, n. 6, p. 1791–179, 1994.
- GIAROLA, N. F. B.; SILVA, A. P. Relações entre propriedades físicas e características de solos da região sul do Brasil. **Revista Brasileira de Ciência do Solo**, Minas Gerais, v. 26, n. 4, p. 885–893, 2002.
- GOVINDARAJU, R. S. e KAVVAS, M. L. Characterization of the rill geometry over straight hillslopes through spatial scales. **Journal of hydrology**, Amsterdam, v. 130, n. 1-4, p. 339–365, 1992.
- GOVINDARAJU, R. S.; KAVVAS, M. L. e JONES, S. E. Approximate analytical solutions to overland flows. **Water Resources Research**, Washington, v. 26, n. 12, p. 2903–2912, 1990.
- GRAF, W. H. **Hydraulics of sediment transport**. Littleton. Water Resources Publications, 1984.
- GREENBERG, M. D. **Foundations of applied mathematics**. New Jersey. Prentice-Hall, 1978.
- GUERRA, A. T. e GUERRA, G. A. J. T. **Novo dicionário geológico-geomorfológico**. Rio de Janeiro. Bertrand Brasil, 1997.
- HAGERTY, D. J. Piping/sapping erosion. i: Basic considerations. **Journal of Hydraulic Engineering**, Washington, v. 117, n. 8, p. 991–1008, 1991.
- HAIRSINE, P. e ROSE, C. W. Modeling water erosion due to overland flow using physical principles. 2. rill flow. **Water Resources Research**, Washington, v. 28, n. 1, p. 245–250, 1992.
- HAKANSSON, I.; VOORKHEES, W. B. e RILEY, H. Vehicle and wheel factors influencing soil compaction and crop response in different traffic regimes. **Soil and Tillage Research**, Amsterdam, v. 11, n. 3-4, p. 239–282, 1988.
- HANSON, G. J. Surface erodibility of earthen channels at high stresses. part 1. open channel testing. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 33, p. 127–131, 1990.
- HENDERSON, F. M. **Open channel flow**. New York. MacMillan Company, 1966.
- HETSRONI, G. Particles-turbulence interaction. **International Journal of Multiphase Flow**, Stoneham, v. 15, n. 5, p. 735–746, 1989.
- HEY, R. D. e THORNE, C. R. Stable channels with mobile gravel beds. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 112, n. 8, p. 671–689, 1986.

- HIRSCHI, M. C. e BARFIELD, B. J. Kyermo - a physically based research erosion model. part i. model development. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 31, n. 3, p. 804–813, 1988.
- HIRSH, C. **Numerical Computation of internal and external flows: Computational Methods for inviscid and viscous flows**, v. 2. Chichester. John Wiley and Sons, 1997.
- HONTAÑÓN, E.; REYES, A. d. l. e CAPITÃO, J. A. The cäsar code for aerosol resuspension in turbulent pipe flows. assesment against the storm experiments. **Journal of Aerosol Science**, Elmsford, v. 31, n. 9, p. 1061–1076, 2000.
- HU, C. e HUI, Y. Bed-load transport. i: Mechanicas characteristics. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 122, n. 5, p. 245–254, 1996.
- HU, C.; HUI, Y. e XIA, Z. Experimental study on saltation of solid grains in flowing water. **International Journal of Sediment Research**, Beijing, v. 7, n. 2, p. 23–51, 1992.
- HUANG, C. H. e BRADFORD, J. M. Analyses of slope and runoff factors based on the wepp erosion model. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 57, n. 5, p. 1176–1183, 1993.
- HUANG, C. H.; BRADFORD, J. M. e LAFLÉN, J. M. Evaluation of the detachment-transport coupling concept in the wepp rill erosion equation. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 60, n. 3, p. 734–739, 1996.
- HUMPHREY, J. A. C. Fluid motion in erosion by solid particle impact. **International Journal Heat and Fluid Flow**, Stoneham, v. 11, n. 3, p. 170–195, 1990.
- HUSSEIN, M. H. Water erosion assessment and control in northern iraq. **Soil and Tillage Research**, Amsterdam, v. 45, n. 1-2, p. 161–173, 1998.
- IAPAR. **Relatório Técnico Anual**. IAPAR, Londrina, 1979.
- ILIOPOULOS, I.; MITO, Y. e HANRATTY, T. J. A stochastic model for solid particle dispersion in a nonhomogeneous turbulent field. **International Journal of Multiphase Flow**, Stoneham, v. 29, n. 2, p. 375–394, 2003.
- INTERNATIONAL... INTERNATIONAL COMMISSION ON LARGE DAMS. **Technical dictionary on dams**. Paris. ICOLD, 1978.
- JACKSON, J. A. **Glossary of geology**. Alexandria, Virginia. American Geological Institute, 4 ed., 1997.
- JAIN, S. C. e PARK, I. Guide for estimating riverbed degradation. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 115, n. 3, p. 356–366, 1989.
- KALINSKE, A. A. Movement of sediment as bed-load in rivers. **Transactions/American Geophysical Union**, Washington, v. 28, n. 4, 1947.
- KEMPER, W. D. e ROSENAU, R. C. Soil cohesion as affected by time and water content. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 48, n. 5, p. 1001–1006, 1984.

- KING, K. W.; FLANAGAN, D. C.; NORTON, L. D. e LAFLEN, J. M. Rill erodibility parameters influenced by long term management practices. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 38, n. 1, p. 159–164, 1995.
- KIRCHNER, J. M.; DIETRICH, W. E.; ISEYA, F. e IKEDA, H. The variability of critical shear stress, friction angle, and grain protusion in water-worked sediments. **Sedimentology**, v. 37, n. 4, 1990.
- KOMAR, P. D. Selective gravel entrainment and the empirical evaluation of flow competence. **Sedimentology**, Oxford, v. 34, n. 6, p. 1165–1176, 1987.
- KOMAR, P. D. e LI, Z. Applications of grain-pivoting and sliding analysis to selective entrainment of gravel and to flow competence evaluations. **Sedimentology**, Oxford, v. 35, n. 2, p. 681–695, 1988.
- KUNDU, P. **Fluid mechanics**. San Diego. Academic Press, 1990.
- KUNISCHIK, G. **Aplicação da equação universal de perdas de solo na microbacia do Ribeirão das Araras, através de técnicas de sensoriamento remoto e geoprocessamento**. Dissertação, INPE, São José dos Campos, 1996.
- KUZNETSOV, M. S.; GENDUGOV, V. M.; KHALILOV, M. S. e IVANUTA, A. A. An equation of soil detachment by flow. **Soil and Tillage Research**, Amsterdam, v. 46, n. 1-2, p. 97–102, 1998.
- LAGUNA, A. e GIRÁLDEZ, J. V. The description of soil erosion through a kinematic wave model. **Journal of Hydrology**, Amsterdam, v. 145, n. 1-2, p. 65–82, 1993.
- LAL, R. e ELLIOT, W. In: LAL, R. Erodibility and erosivity. . **Soil erosion - research methods**. Florida, Soil and Water Conservation, 2. ed., 1994. p. 181–208.
- LANE, E. W. Notes on the formation of sand. **Transactions/American Geophysical Union**, Washington, v. 19, p. 505–508, 1938.
- LANE, E. W. Report of the subcommittee on sediment terminology. **Transactions/American Geophysical Union**, Washington, v. 28, n. 6, p. 938–939, 1947.
- LEE, H.-Y. e HWANG, S.-T. Migration of backward-facing step. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 120, n. 6, p. 693–705, 1994.
- LEI, T.; NEARING, M. A.; HAGHIGHI, K. e BRALTS, V. F. Rill erosion and morphological evolution: a simulation model. **Water Resources Research**, Washington, v. 34, n. 11, p. 3157–3168, 1998.
- LEINZ, V. e AMARAL, S. E. d. **Geologia geral**. São Paulo. Companhia Editora Nacional, 12. ed., 1995.
- LEWIS, S. M.; BARFIELD, B. J.; STORM, D. E. e ORMSBEE, L. E. Proril - an erosion model using probability distributions for rill flow and density. i. model development. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 37, n. 1, p. 115–123, 1994.
- LU, J. Y.; CASSOL, E. A. e MOLDENHAUER, W. C. Sediment transport relationships for sand and silt loam soils. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 32, p. 1923–1931, 1989.

- MACCORMACK, R. W. The effect of viscosity in hyper-velocity scattering. **American Institute of Aeronautics and Astronautics**, n. 354, 1969.
- MARTIN, J. P.; PAGE, J. B.; RANEY, W. A. e DE MENT, J. D. Soil aggregation. **Advances in agronomy**, New York, v. 7, n. 1, p. 1–37, 1955.
- MARTÍNÉZ-MENA, M.; CASTILHO, V. e ALBADEJO, J. Relations between interrill erosion processes and sediment particle size distribution in a semiarid mediterranean area of se of spain. **Geomorphology**, Amsterdam, v. 45, n. 3,4, p. 261–275, 2002.
- McISSAC, G. F.; MICHELL, J. K.; HUMMEL, J. W. e ELLIOT, W. J. An evaluation of unit stream power theory for estimating soil detachment and sediment discharge from tilled soils. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 35, n. 2, p. 535–544, 1992.
- MELO, V. F.; FONTES, M. P. F.; NOVAIS, R. F.; SINGH, B. e SCHÄFER, C. E. G. R. Características dos óxidos de ferro e de alumínio de diferentes classes de solo. **Revista Brasileira de Ciência do Solo**, Minas Gerais, v. 25, n. 1, p. 19–32, 2001a.
- MELO, V. F.; SINGH, B.; SCHÄFER, C. E. G. R.; NOVAIS, R. F. e FONTES, M. P. F. Chemical and mineralogical properties of kaolinite-rich brazilian soils. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 65, n. 4, p. 1324–1333, 2001b.
- MELO FILHO, E. Considerações sobre a hidráulica de canais fluviais e de canais de maré. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, Porto Alegre, v. 3, n. 2, p. 95–107, 1998.
- MELTON, M. A. The geomorphic and palaeoclimatic significance of alluvial deposits in southern arizona. **Journal of Geology**, Chicago, v. 73, n. 1, p. 1–38, 1965.
- MEYER, L. D.; FOSTER, G. R. e NIKOLOV, S. Effect of flow rate and canopy on rill erosion. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 18, n. 5, p. 905–911, 1975.
- MEYER, L. D. e WISCHMEIER, W. H. Mathematical simulation of the process of soil erosion by water. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 12, n. 6, p. 754–758; 762, 1969.
- MILLER, M. C.; McCABE, I. N. e KOMAR, P. D. Threshold os sediment motion under unidirectional currents. **Sedimentology**, Oxford, v. 24, n. 4, p. 507–527, 1977.
- MITCHELL, J. K. **Fundamentals of soil behavior**. New York. John Wiley, 1976.
- MIYAZAKI, T. **Water flow in soils**. New York. Marcel Dekker, 1993.
- MOLDENHAUER, W. C. e KOSWARA, J. Effect of initial clod size on characteristics of splash and wash erosion. **Soil Science Society of America Proceedings**, Madison, v. 32, n. 6, p. 875–879, 1968.
- MORRIS, H. M. e WIGGERT, J. M. **Applied hydraulics in engineering**. New York. John Wiley, 1971.
- MOSLEY, M. P. Experimental study of rill erosion. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 17, n. 5, p. 909–913;916, 1974.

- MOTTA, A. C. V., 2002. **Soil management impacts on soil quality in the Tennessee Valley of Northern Alabama**. PhD thesis, Auburn University, Alabama.
- MULKHOLM, L. J.; SCHJÖNNING, P. e KAY, B. D. Tensile strength of soil cores in relation to aggregate strength, soil fragmentation and pore characteristics. **Soil and Tillage Research**, Amsterdam, v. 64, n. 1-2, p. 125–135, 2002.
- MURPHY, P. e AGUIRRE, E. J. Bed load or suspended load. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 111, n. 1, p. 93–107, 1985.
- NEARING, M. A. Probabilistic model of soil detachment by shallow turbulent flow. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 34, n. 1, p. 81–85, 1991.
- NEARING, M. A.; BRADFORD, J. M. e PARKER, S. C. Soil detachment by shallow flow at low slope. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 55, n. 2, p. 339–344, 1991a.
- NEARING, M. A.; d PARKER, S. C.; BRADFORD, J. M. e ELLIOT, W. J. Tensile strength of thirty-three saturates repacked soils. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 55, n. 6, p. 1546–1551, 1991b.
- NEARING, M. A.; FOSTER, G. R.; LANE, L. J. e FINKNER, S. C. A process-based soil erosion model for usda-water erosion prediction project technology. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 32, n. 4, p. 1587–1593, 1989.
- NEARING, M. A.; NORTON, L. D.; BULGAKOV, D. A.; LARIONOV, G. A.; WEST, L. T. e DONTSOVA, K. M. Hydraulics and erosion in eroding rills. **Water Resources Research**, Washington, v. 33, n. 4, p. 865–876, 1997.
- NEARING, M. A. e PARKER, S. C. Detachment of soil by flowing water under turbulent and laminar conditions. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 58, n. 6, p. 1612–1614, 1994.
- NEARING, M. A.; WEST, L. T. e BRADFORD, J. M. Consolidation of an unsaturated ilitic clay soil. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 52, n. 4, p. 929–934, 1988.
- NÈGRE, M.; VINDROLA, D.; SPERA, S.; FERRARIS, L. e GENNARI, M. Effect of the chemical composition of soil humic acids on their viscosity, surface pressure, and morphology. **Soil Science**, Baltimore, v. 167, n. 10, p. 636–651, 2002.
- NEILL, C. R. Mean-velocity criterion for scour of coarse uniform bed-material. In: Congress of the International Association for Hydraulic Research, 12, 1967, Fort Collins. **Proceeding ...** Fort Collins, IAHR, 1967. p. 46–54.
- NIEWCZAS, J. e WITKOWSKA-WALCZAK, B. Index of soil aggregate stability as linear function value of transition matrix elements. **Soil and Tillage Research**, Amsterdam, v. 70, n. 2, p. 121–130, 2003.
- NOVOTNY, E. H.; BLUM, W. E. H.; GERZABEK, M. H. e MANGRICH, A. S. Soil management system effects on size fractionated humic substances. **Geoderma**, Amsterdam, v. 92, n. 1-2, p. 87–109, 1999.

- O'BRIEN, M. P. e RINDLAUB, B. D. The transportation of bed-load by streams. **Transactions/American Geophysical Union**, Washington, v. 15, p. 593–603, 1934.
- OLDEMAN, L. The global extent of soil degradation. In: GREENLAND, D.J.; SZABOLCS, I. (ed.s) . **Soil erosion research methods**. Ankeny, Iowa, Conservation Society (SWCS), 1994. p. 235–263.
- OOSTWOUD WIJDENES, D. J. e ERGENZINGER, P. Erosion and sediment transport on steep marly hillslopes, draix, haute-provence, france: an experimental field study. **Catena**, Giessen, v. 33, n. 3-4, p. 179–200, 1998.
- OOSTWOUD WIJDENES, D. J.; POESEN, J.; VANDEKERCKHOVE, L.; NACHTERGAELE, J.; BAERDEMAEKER, J. d. e DE BAERDEMAEKER, J. Gully-head morphology and implications for gully development on abandoned fields in a semi-arid environment, sierra de gata, southeast spain. **Earth Surface Processes and Landforms**, Chichester, v. 24, n. 7, p. 585–603, 1999.
- OSMAN, A. M. e THORNE, C. R. Riverbank stability analysis. i: Theory. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 114, n. 2, p. 135–150, 1988.
- PALIS, R.; ROSE, C. e SAFFIGNA, P. Soil erosion and nutrient loss. iv. effect of slope length on runoff, sediment yield, and total nitrogen loss from steep slopes in peneapple cultivation. **Australian Journal of Soil Research**, Melbourne, v. 35, n. 4, p. 907–923, 1997.
- PAOLA, C. e SEAL, R. Grain size partchiness as a cause of selective deposition and downstream fining. **Water Resources Research**, Washington, v. 31, n. 5, p. 1395–1407, 1995.
- PARTHENIADES, E. Erosion and deposition of cohesive materials. In: SHEN, W. S. (ed.) . **River mechanics**. Fort Collins, H. W. Shen Editor, v. 2, 1971. p. 25.1–25.91.
- PATTON, P. C. e SCHUMM, S. A. Gully erosion, northwestern colorado: a threshold phenomenon. **Geology**, Boulder, v. 3, n. 2, p. 88–90, 1975.
- PEDROTTI, A.; FERREIRA, M. M.; CURI, N.; SILVA, M. L. N.; LIMA, J. M. e CARVALHO, R. Relação entre atributos físicos, mineralogia da fração argila e formas de alumínio no solo. **Revista Brasileira de Ciência do Solo**, Minas Gerais, v. 27, n. 1, p. 1–9, 2003.
- PENTEADO, M. M. **Fundamentos de geomorfologia**. Rio de Janeiro. IBGE, 1974.
- PICCOLO, A. Humus substances in terrestrial ecosystems. In: PICCOLO, A. (ed.) . **Humus and soil conservation**. Amsterdam, Elsevier Science, 1996. p. 225–264.
- PICCOLO, A. e MBAGWU, J. S. C. Effects of different organic wastes amendments on soil microaggregates stability and molecular sizes of humic substances. **Plant and Soil**, The Hague, v. 123, p. 27–37, 1990.
- PIEST, R. F.; BRADFORD, J. M. e WYATT, G. M. Soil erosion and sediment transport from gullies. **Journal of the Hydraulics Division**, Ann Arbor, v. 101, n. 1, p. 65–80, 1975.
- POPP, J. H. **Geologia geral**. Rio de Janeiro. Livros técnicos e científicos editora S. A, 5. ed. ed., 1998.

- PREVEDELLO, C. L. **Física do solo - com problemas resolvidos**. Curitiba. C. L. Prevedello, 1996.
- PROSSER, I. P.; CHAPPELL, J. e GILLESPIE, R. Holocene valley aggradations and sediment transport in headwater catchments, south-eastern highland of australia. **Earth Surface Processes and Landforms**, Chichester, v. 19, n. 5, p. 465–480, 1994.
- RAIS, S. e ABIDI, M. Prévision du transport solide sur un bassin versant. application à l'envasement d'une reteune. **La Houille Blanche**, Paris, n. 3/4, p. 196–300, 1989.
- RAUDKIVI, A. J. Basic concepts of soil erosion and sediment transport. In: BREUSERS, H. N. C.; RAUDKIVI, A. J. (ed.s) . **Scouring**. Rotterdam, A. A. Balkema, 1991. p. 7 – 36.
- REICHERT, J. M.; NORTON, D. N. e FAVERETTO, N. Setting velocity of soil aggregates, aggregates stability, and interrill erodibility of ten clay soils. In: SOIL EROSION RESEARCH FOR THE 21st. CENTURY, 2001, Honolulu, Hawaii. **Proceedings ...** Honolulu, Hawaii, American Society of Agricultural Engineers, 2001. p. 529–532.
- RIGHETTO, A. M. e AKABASSI, L. Erosão distribuída em áreas de encosta. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, Porto Alegre, v. 5, n. 2, p. 43–57, 2000.
- RÖMKENS, M. J. M.; PRASAD, S. N. e GERITS, J. J. P. Soil erosion models of sealing soils: a phenomenological study. **Soil Technology**, Amsterdam, v. 11, p. 31–41, 1998.
- RÖMKENS, M. J. M.; PRASAD, S. N. e HELMING, K. Sediment concentration in relation to surface and subsurface hydrologic soil condition. In: Federal Interagency Sedimentation Conf., 1996, Las Vegas. **Proceedings ...** v. 2, Las Vegas, 1996. p. IX–9–16.
- ROBERSON, J. A.; CASSIDY, J. J. e CHAVITRY, M. H. **Hydraulic engineering**. New York. John Wiley, 2. ed., 1997.
- ROBINSON, K. M. Predicting stress and pressure at an overfall. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 35, n. 2, p. 561–569, 1992.
- ROBINSON, K. M.; BENNETT, S. J.; CASALÍ, J. e HANSON, G. J. Processes of headcut growth and migration in rills and gullie. **International Journal of Sediment Research**, Beijing, v. 15, n. 1, p. 69–82, 2000.
- ROBINSON, K. M. e HANSON, G. J. A deterministic headcut advance model. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 37, n. 5, p. 1437–1443, 1994.
- ROBINSON, K. M. e HANSON, G. J. Large-scale headcut erosion testing. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 38, n. 2, p. 429–434, 1995.
- ROBINSON, K. M. e HANSON, G. J. Gully headcut advance. **Transactions of the American Society of Agricultural Engineers**, St. Joseph, v. 39, n. 1, p. 33–38, 1996.
- ROLOFF, G. **Gully development as influenced by regolith stratigraphy in the thick loessial region of central Missouri**. Dissertação, University of Missouri Columbia, 1978.
- ROLOFF, G.; JONG, R. d. e NOLIN, M. C. Crop yield, soil temperature and sensitivity of epic under central-eastern canadian conditions. **Canadian Journal of Soil Science**, Ottawa, v. 78, n. 3, p. 431–439, 1998.

- SAVAT, J. The hydraulics of sheet flow on a smooth surface and the effect of simulated rainfall. **Earth Surface Processes**, Chichester, v. 2, p. 125–140, 1977.
- SAVAT, J. Laboratory experiments on erosion and deposition of loess by laminar sheet flow and turbulent rill flow. **Seminar on agricultural soil erosion in temperate on meditarrean climat**, p. 139–143. Strasbourg, 1979.
- SCHÄFER, M. J.; REICHERT, J. M.; CASSOL, E. A.; ELTZ, F. L. e J., R. D. Erosão em sulcos em diferentes preparos e estados de consolidação do solo. **Revista Brasileira de Ciência do Solo**, Minas Gerais, v. 25, n. 2, p. 419–430, 2001.
- SCHUMM, S. A. Causes and controls of channel incision. In: DARBY, S. E.; SIMON, A. (ed.s) . **Incised river channels : processes, forms, engineering and management**. New York, John Wiley, 1999. p. 19–33.
- SCHUMM, S. A.; HARVEY, M. D. e WATSON, C. C. **Incised channels: morphology, dynamics and control**. Littleton, Colorado. Water Resources Publications, 3. ed., 2001.
- SHAINBERG, J.; LAFLEN, J.; BRADFORD, J. e NORTON, L. Hydraulic flow and water quality characteristics in rill erosion. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 58, n. 4, p. 1007–1012, 1994.
- SHAMES, I. H. **Mecânica dos fluidos - Análise de escoamentos**, v. 2. São Paulo. Edgard Blücher, 1976.
- SHAMS, M.; AHMADI, G. e SMITH, H. Computational modeling of flow and sediment transport and deposition in meandering rivers. **Advances in Water Resources**, Southampton, v. 25, n. 6, p. 689–699, 2002.
- SHEN, H. W. e JULIEN, P. Y. Wash load and bed load. In: SHEN, H. W. . **River mechanics**. Fort Collins, H. W. Shen Editor, v. I, 1971. p. 11.1–11.30.
- SHEN, H. W. e JULIEN, P. Y. Erosion and sediment transport. In: MAIDMENT, D. R. . **Handbook of hydrology**. New York, McGraw-Hill, 1993. p. 12.1–12.61.
- SIDORCHUK, A. Dynamic and static models of gully erosion. **Catena**, Giessen, v. 37, n. 3-4, p. 401–414, 1999.
- SILVA, M. e CRUZ, R. Erosão urbana do jardim paulista. In: Simpósio Nacional de Controle de erosão, 5, 1995, Bauru. **Anais ...** Bauru, IBGE; UNESP, 1995. p. 505–507.
- SILVA, R. H. e ROSOLEM, C. A. Crescimento radicular de espécies utilizadas como cobertura decorrente da compactação do solo. **Revista Brasileira de Ciência do Solo**, Minas Gerais, v. 25, n. 2, p. 253–260, 2001.
- SIMON, A. A model of channel response in disturbed alluvial channels. **Earth Surface Processes and Landforms**, Chichester, v. 14, n. 1, p. 11–26, 1989.
- SIMON, A. Energy, time, and channel evolution in catastrophically disturbed fluvial system. **Geomorphology**, Amsterdam, v. 5, n. 3-5, p. 345–372, 1992.

- SIMON, A.; CURINI, A.; DARBY, S. E. e LANGENDOEN, E. J. Streambank mechanics and the role of bank and near-bank processes in incised channels. In: DARBY, S. E.; SIMON, A. (ed.s) . **Incised river channels : processes, forms, engineering and management**. New York, John Wiley, 1999. p. 123–152.
- SIMON, A. e DARBY, S. E. The nature and significance of incised river channels. In: DARBY, S. E.; SIMON, A. (ed.s) . **Incised river channels : processes, forms, engineering and management**. New York, John Wiley, 1999. p. 3–18.
- SIMONS, D. B. e SENTÜRK, F. **Sediment transport technology: water and sediment dynamics**. Colorado. Water Resources publications, 1992.
- SLATTERY, M. C. e BURT, T. P. Particle size characteristics of suspended sediment in hillslope runoff and stream flow. **Earth Surface Processes and Landforms**, Chichester, v. 22, n. 8, p. 705–719, 1997.
- SPOSITO, G. **The chemistry of soils**. New York. Oxford University Press, 1989.
- STATHAM, I. **Earth surface sediment transport**. Oxford. Clarendon Press, 1979.
- STEIN, O. R. e JULIEN, P. Y. Criterion delineating the mode of headcut migration. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 119, n. 1, p. 37–50, 1993.
- STEIN, O. R. e JULIEN, P. Y. Sediment concentration below free overfall. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 120, n. 9, p. 1043–1059, 1994.
- STEIN, O. R.; JULIEN, P. Y. e ALONSO, C. V. Mechanics of jet scour downstream of a headcut. **Journal of Hydraulic Research**, Delft, v. 31, n. 6, p. 723–738, 1992.
- STEVENS JR., H. H. e YANG, C. T. Sumary and use of selected fluvial sediment-discharge formulas. **U. S. Geological Survey**, Denver, Colorado, v. 89-4026, p. 1–62, 1989.
- SUGUIO, K. **Rochas sedimentares : propriedades, gênese, importância econômica**. São Paulo. Edgard Blücher, 1994.
- SUGUIO, K. e BIGARELLA, J. J. **Ambiente fluvial**. Curitiba. Universidade Federal do Paraná; Associação de Defesa e Educação Ambiental, 1979.
- TAKKEN, I.; BEUSELINCK, L.; NACHTERGAELE, J.; GOVERS, G.; POESEN, J. e DEGRAER, G. Spatial evaluation of a physically-based distributed erosion model (lisem). **Catena**, Giessen, v. 37, n. 3-4, p. 431–447, 1999.
- TEMPLE, D. M. Estimating flood damage to vegetated deep soil spillways. **Applied Engineering in Agriculture**, St. Joseph, v. 8, n. 2, p. 237–242, 1992.
- THORNE, C. R. e OSMAN, A. M. Riverbank stability analysis. ii: Applications. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 114, n. 2, p. 151–172, 1988.
- TINNEY, E. R. The process of channel degradation. **Journal of Geophysical Research**, Washington, v. 67, n. 4, p. 1475–1480, 1962.

- TIO, K.-K.; LIÑÁN, A.; LASHERAS, J. C. e CAÑÁN-CALVO, A. F. On the dynamics of buoyant and heavy particles in a periodic stuart vortex flow. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 254, p. 671–699, 1993.
- TISDALL, J. M. e OADES, J. M. Organic matter and water-stable aggregates in soils. **The Journal of Soil Science**, Oxford, v. 33, n. 2, p. 141–163, 1982.
- TRUMAN, C.; BRADFORD, J. M. e FERRIS, J. E. Antecedent water content and rain fall energy influence on soil aggregate breakdown. **Soil Science Society of America Journal**, Madison, v. 54, n. 5, p. 1385–1392, 1990.
- Van RIJN, L. C. Sediment transport. part i: Bed load transport. **Journal of Hydraulic Engineering**, New York, v. 110, n. 10, p. 1431–1456, 1984.
- VARGAS, M. **Introdução à mecânica dos solos**. Rio de Janeiro. McGraw-Hill, 1978.
- WANG, S. e ZHANG, R. A new equation of bedload transport. In: Congress International Association IAHR for Hydraulic Research. Topics in Fluvial Hydraulics, 1987, Lausanne. WHITE, W. R. (ed.), **Proceedings...** v. 5, Lausanne, IAHR; Ecole Polytechnique Fédérale, 1987. p. 183–188.
- WANG, S.; ZHANG, R. e HUI, Y. New equations of sediment transport rate. **International Journal of sediment Research**, Beijing, v. 10, n. 3, p. 1–18, 1995.
- WILLS, J. A. B.; LEE, B. E. e WYATT, T. A. A model of wind-borne debris damage. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, v. 90, n. 4-5, p. 555–565, 2002.
- WISCHMEIER, W. H.; JOHNSON, L. B. e FROSS, B. V. Soil erodibility nomograph for farmland and construction sites. **Journal Soil Water Conservation**, Ankeny, v. 26, n. 5, p. 189–193, 1971.
- YALIN, M. S. **Sediment transport**. Oxford. Pergamon Press, 2 ed., 1977.
- YANG, C. T. **Sediment transport : theory and practice**. New York. McGraw-Hill Companies, 1996.
- YOST, S. A. e RAO, P. A multiple grid algorithm for one-dimensional transient open channel flows. **Advances in Water Resources**, Southampton, v. 23, n. 6, p. 645–651, 2000.
- ZHANG, B.; ZHAO, Q. G. e BAUMGARTL, T. Shear strength of surface soil as affected by soil bulk density and soil water content. **Soil and Tillage Research**, Amsterdam, v. 59, n. 3-4, p. 97–106, 2001.
- ZHANG, J. e HAAN, C. T. Evaluation of uncertainty in estimated flow and phosphorus loads by phantom. **Applied Engineering in Agriculture**, St. Joseph, v. 12, n. 6, p. 663–669, 1996.
- ZHANG, W. e CUNDY, T. W. Modeling of two-dimensional overland flow. **Water Resources Research**, Washington, v. 25, n. 9, p. 2019–2035, 1989.
- ZHENG, F. e TANG, K. Rill process on steep land of the loess plateau. **International Journal of Sediment Research**, Beijing, v. 12, n. 1, p. 52–59, 1997.

ZHU, J. C.; GANTZER, C. J.; ANDERSON, S. H.; PEYTON, R. L. e ALBERTS, E. E. Comparison of concentrated-flow detachment equations for low shear stress. **Soil and Tillage Research**, Amsterdam, v. 61, n. 3-4, p. 203–212, 2001.

ANEXOS

Anexo A - CLASSIFICAÇÃO DOS SOLOS AO NÍVEL DE FAMÍLIA

| Série do Solo | Classificação à nível de família |
|---------------|---|
| Sharpsburg | Fine, montmorillonitic, mesic Typic Argiudoll |
| Hersh | Coarse-loamy, mixed, nonacid Typic Ustorthent |
| Keith | Fine-silty, mixed, mesic Aridic Argiudoll |
| Amarillo | Fine-loamy, mixed, thermic Aridic Paleustalf |
| Woodward | Coarse-silty, mixed, thermic Typic Ustochrept |
| Heiden | Fine, montmorillonitic, thermic Udic Chromustert |
| Whitney | Fine-loamy, mixed, thermic Mollic Haploxeralf |
| Academy | Fine-loamy, mixed, thermic Mollic Haploxeralf |
| Los Banos | Fine, mixed, thermic Typic Haploxeroll |
| Portneuf | Coarse-silty, mixed, mesic Durixerollic Calciorthid |
| Nansene | Coarse-silty, mixed, mesic Pachic Haploxeroll |
| Zahl | Fine-loamy, mixed, Entic Haploboroll |
| Williams | Fine-loamy, mixed, Typic Argiboroll |
| Mexico | Fine, montmorillonitic, mesic, Udollic Ochraqulf |
| Cecil | Clayey, kaolinitic, thermic Typic Kanhapludult |
| Opequon | Clayey, mixed, mesic Lithic Hapludalf |
| Lewisburg | Fine, illitic, mesic Typic Hapludalf |

FONTE: NEARING et al. (1991b)

Anexo B - ANÁLISE DE SENSIBILIDADE PARA A SÉRIE DE SOLO SHARPSBURG

| d mm | α_f - | ρ_s kg m ³ | C_d - | Valores após 1/2 hora de simulação | | | | | Valores iniciais | | | | |
|-----------|-----------------|-------------------------------|----------------------------------|---|--|------------|-----------|--------------------------|------------------|----------------------------|--|-------------|-------------------------|
| | | | | D_r g m ² s ⁻¹ | τ_c kg m ⁻¹ s ⁻² | C_d - | b cm | c g L ⁻¹ | h cm | Q L min ⁻¹ | τ kg m ⁻¹ s ⁻² | R_h cm | área cm ² |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 24/ Re_{*p} | 3,47 | 1,92 | 0,73 | 13,24 | 12,59 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 2,1 | 1204,17 | 24/ Re_{*p} | 2,47 | 1,92 | 0,73 | 12,94 | 9,00 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,8 | 1204,17 | 24/ Re_{*p} | 2,89 | 1,92 | 0,73 | 13,06 | 10,49 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,2 | 1204,17 | 24/ Re_{*p} | 4,32 | 1,92 | 0,73 | 13,50 | 15,73 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 0,9 | 1204,17 | 24/ Re_{*p} | 5,77 | 1,92 | 0,73 | 13,92 | 20,96 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 33,6/Re_{*p} | 4,85 | 1,37 | 1,03 | 13,65 | 17,62 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 28,8/Re_{*p} | 4,16 | 1,60 | 0,88 | 13,44 | 15,10 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 19,2/Re_{*p} | 2,77 | 2,40 | 0,59 | 13,03 | 10,07 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 14,4/Re_{*p} | 2,08 | 3,20 | 0,44 | 12,82 | 7,56 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 24/ Re_{*p} | 4,39 | 1,97 | 0,68 | 13,51 | 12,27 | 1,003 | 16,35 | 4,38 | 0,861 | 12,23 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 24/ Re_{*p} | 5,35 | 2,01 | 0,64 | 13,80 | 12,01 | 1,170 | 20,81 | 4,99 | 0,982 | 14,28 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 24/ Re_{*p} | 2,57 | 1,86 | 0,81 | 12,97 | 13,00 | 0,6690 | 8,61 | 3,06 | 0,603 | 8,16 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 24/ Re_{*p} | 1,73 | 1,78 | 0,92 | 12,72 | 13,55 | 0,502 | 5,41 | 2,35 | 0,463 | 6,12 |

continua

continuação

| | | | | Valores após 1/2 hora de simulação | | | | | Valores iniciais | | | | |
|-------------|------------|-------------------|---------------------|------------------------------------|------------------------------------|-------|-------|-------------------|------------------|---------------------|------------------------------------|-------|-----------------|
| d | α_f | ρ_s | C_d | D_r | τ_c | C_d | b | c | h | Q | τ | R_h | área |
| mm | - | kg m ³ | - | g m ² s ⁻¹ | kg m ⁻¹ s ⁻² | - | cm | g L ⁻¹ | cm | L min ⁻¹ | kg m ⁻¹ s ⁻² | cm | cm ² |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 24/Re _{*p} | 2,12 | 1,81 | 0,87 | 12,30 | 13,28 | 0,836 | 9,81 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 24/Re _{*p} | 1,15 | 1,69 | 1,08 | 12,54 | 14,21 | 0,836 | 7,35 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 24/Re _{*p} | 5,19 | 2,01 | 0,64 | 13,75 | 12,05 | 0,836 | 14,71 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1204,17 | 24/Re _{*p} | 7,33 | 2,09 | 0,57 | 14,39 | 11,60 | 0,836 | 17,16 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,84 | 1,5 | 1204,17 | 24/Re _{*p} | 2,41 | 2,76 | 0,61 | 12,92 | 8,74 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,98 | 1,5 | 1204,17 | 24/Re _{*p} | - | 3,76 | 0,52 | 12,20 | - | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,56 | 1,5 | 1204,17 | 24/Re _{*p} | 5,41 | 1,23 | 0,92 | 13,82 | 19,66 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,42 | 1,5 | 1204,17 | 24/Re _{*p} | 9,60 | 0,69 | 1,22 | 15,07 | 34,88 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1685,84 | 24/Re _{*p} | 7,79 | 1,89 | 0,76 | 13,86 | 13,47 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 1445,00 | 24/Re _{*p} | 4,99 | 1,92 | 0,73 | 13,44 | 12,59 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 963,36 | 24/Re _{*p} | 2,55 | 1,92 | 0,73 | 13,15 | 13,49 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |
| 0,70 | 1,5 | 722,50 | 24/Re _{*p} | 1,95 | 1,92 | 0,73 | 13,17 | 15,74 | 0,836 | 12,26 | 3,73 | 0,735 | 10,20 |

Anexo C - ANÁLISE DE SENSIBILIDADE PARA A SÉRIE DE SOLO CECIL

| d | α_f | ρ_s | C_d | Valores após 1/2 hora de simulação | | | | | Valores iniciais | | | | |
|------|------------|-------------------|----------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|-------|-------|-------------------|------------------|---------------------|------------------------------------|-------|-----------------|
| | | | | D_r | τ_c | C_d | b | c | h | Q | τ | R_h | área |
| mm | - | kg m ³ | - | g m ² s ⁻¹ | kg m ⁻¹ s ⁻² | - | cm | g L ⁻¹ | cm | L min ⁻¹ | kg m ⁻¹ s ⁻² | cm | cm ² |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 8,20 | 0,68 | 0,93 | 12,15 | 20,03 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 2,1 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 5,86 | 0,68 | 0,93 | 11,54 | 14,31 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,8 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 6,84 | 0,68 | 0,93 | 11,79 | 16,70 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,2 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 10,25 | 0,68 | 0,93 | 12,68 | 25,02 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 0,9 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 13,65 | 0,68 | 0,93 | 13,57 | 33,33 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 33,6/Re_{*p} | 11,47 | 0,49 | 1,31 | 13,00 | 28,01 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,30 | 1,5 | 1375,00 | 28,8/Re_{*p} | 9,84 | 0,57 | 1,12 | 12,58 | 24,02 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 19,2/Re_{*p} | 6,57 | 0,85 | 0,75 | 11,72 | 16,03 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 14,4/Re_{*p} | 4,93 | 1,14 | 0,56 | 11,29 | 12,03 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 12,30 | 0,71 | 0,81 | 13,22 | 19,16 | 1,442 | 23,54 | 5,68 | 1,120 | 14,42 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 10,25 | 0,70 | 0,87 | 12,68 | 19,54 | 1,236 | 18,60 | 5,03 | 0,990 | 12,36 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 6,19 | 0,66 | 1,03 | 11,62 | 20,65 | 0,8240 | 9,91 | 3,59 | 0,710 | 8,24 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 4,24 | 0,63 | 1,16 | 11,11 | 21,52 | 0,618 | 6,28 | 2,79 | 0,550 | 6,18 |

continua

continuação

| | | | | Valores após 1/2 hora de simulação | | | | | Valores iniciais | | | | |
|-------------|------------|-------------------|---------------|------------------------------------|------------------------------------|-------|-------|-------------------|------------------|---------------------|------------------------------------|-------|-----------------|
| d | α_f | ρ_s | C_d | D_r | τ_c | C_d | b | c | h | Q | τ | R_h | área |
| mm | - | kg m ³ | - | g m ² s ⁻¹ | kg m ⁻¹ s ⁻² | - | cm | g L ⁻¹ | cm | L min ⁻¹ | kg m ⁻¹ s ⁻² | cm | cm ² |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 17,40 | 0,74 | 0,73 | 14,55 | 18,42 | 1,030 | 19,66 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 12,32 | 0,71 | 0,81 | 13,22 | 19,14 | 1,030 | 16,85 | 4,34 | 0,85 | 10,23 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 5,02 | 0,65 | 1,10 | 11,31 | 21,15 | 1,030 | 11,23 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 2,70 | 0,60 | 1,37 | 10,71 | 22,68 | 1,030 | 8,42 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,49 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 4,19 | 1,34 | 0,67 | 11,10 | 10,23 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,42 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 5,70 | 0,98 | 0,78 | 11,49 | 13,92 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,28 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 12,80 | 0,44 | 1,17 | 13,35 | 31,25 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,21 | 1,5 | 1375,00 | 24/ Re_{*p} | 22,69 | 0,25 | 1,56 | 15,94 | 55,36 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 1925,00 | 24/ Re_{*p} | 25,30 | 0,68 | 0,93 | 14,73 | 25,08 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 1650,00 | 24/ Re_{*p} | 13,32 | 0,68 | 0,93 | 12,91 | 21,26 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 1105,00 | 24/ Re_{*p} | 5,55 | 0,68 | 0,93 | 11,82 | 20,60 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |
| 0,35 | 1,5 | 825,00 | 24/ Re_{*p} | 4,01 | 0,68 | 0,93 | 11,75 | 23,33 | 1,030 | 14,04 | 4,34 | 0,85 | 10,30 |

Anexo D - TENSÃO DE CISALHAMENTO ($\text{Kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$) *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO ($\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$) PARA AS 17 SÉRIES DE SOLO ESTUDADAS

FIGURA 9.1 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO
SÉRIE DE SOLO AMARILLO .

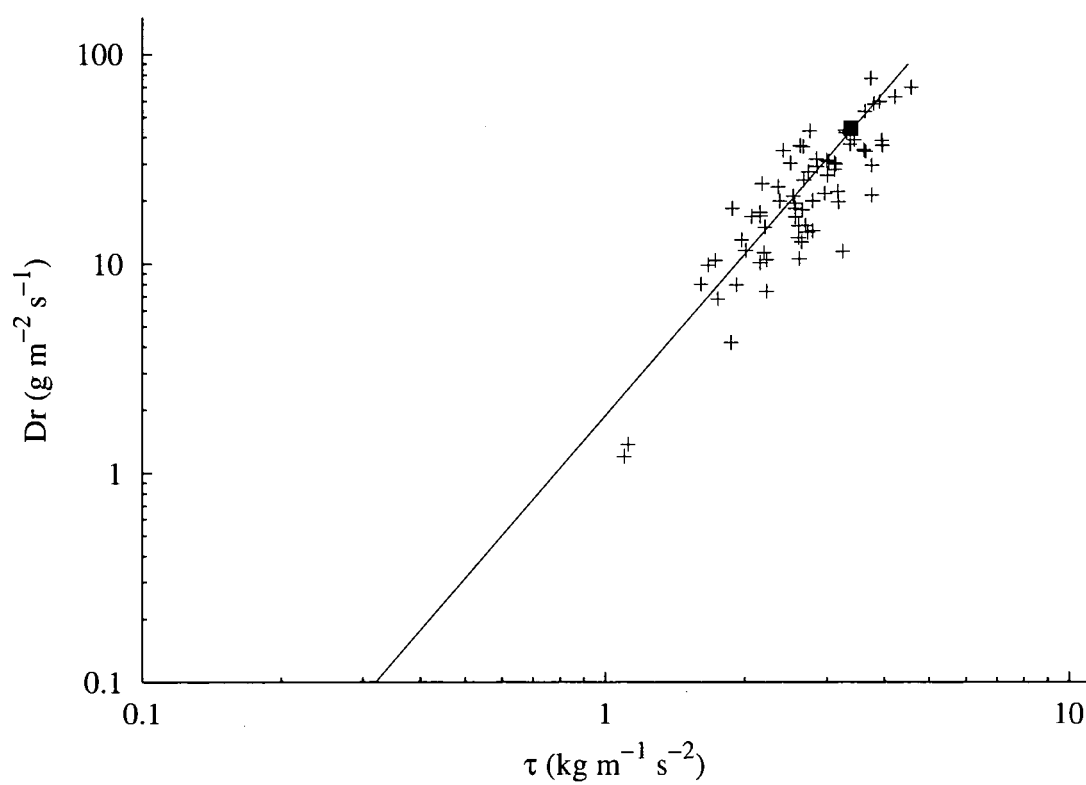


FIGURA 9.2 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO
SÉRIES DE SOLO WHITNEY e NANSENE .

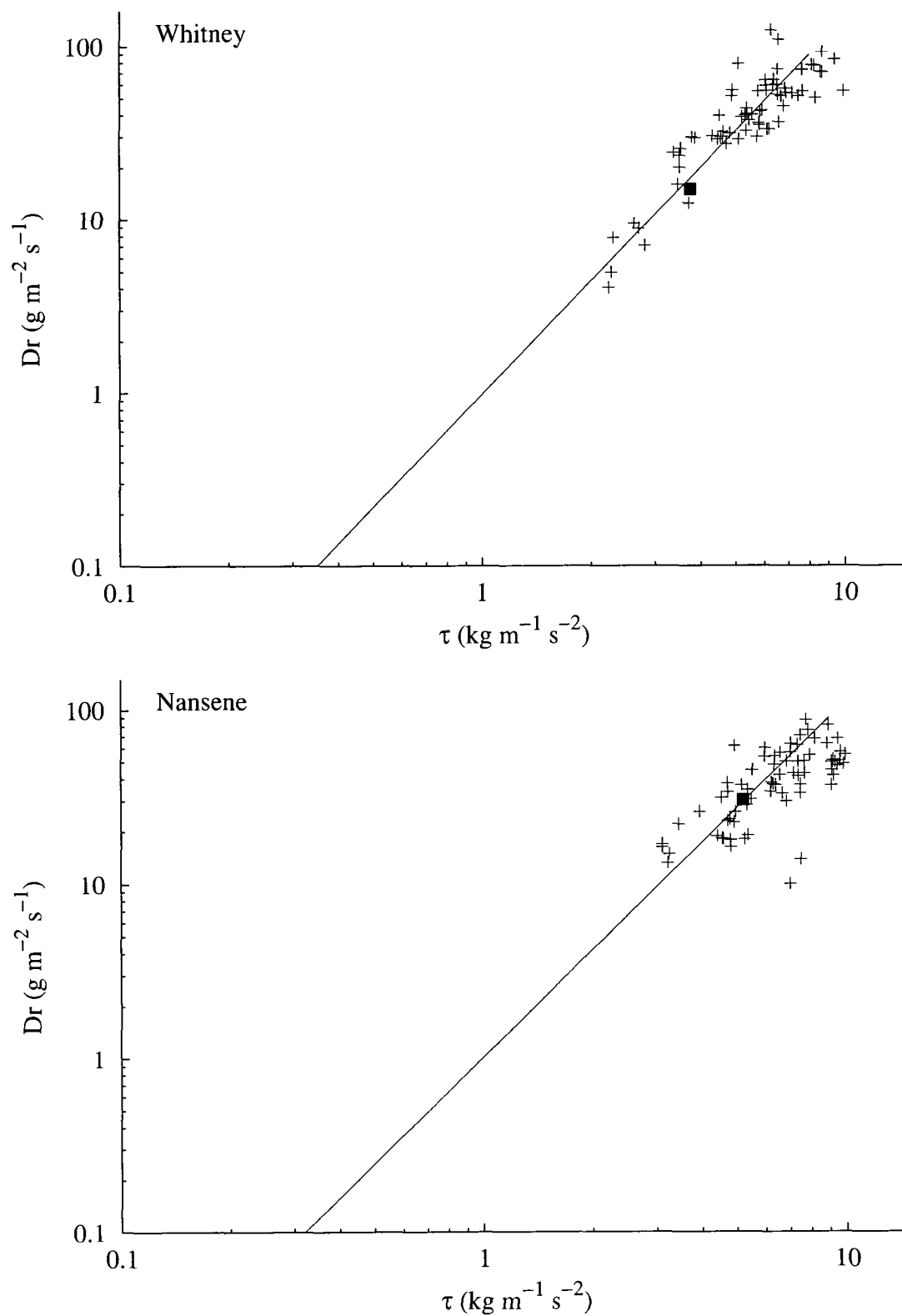


FIGURA 9.3 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO
SÉRIES DE SOLO HERSH e WOODWARD.

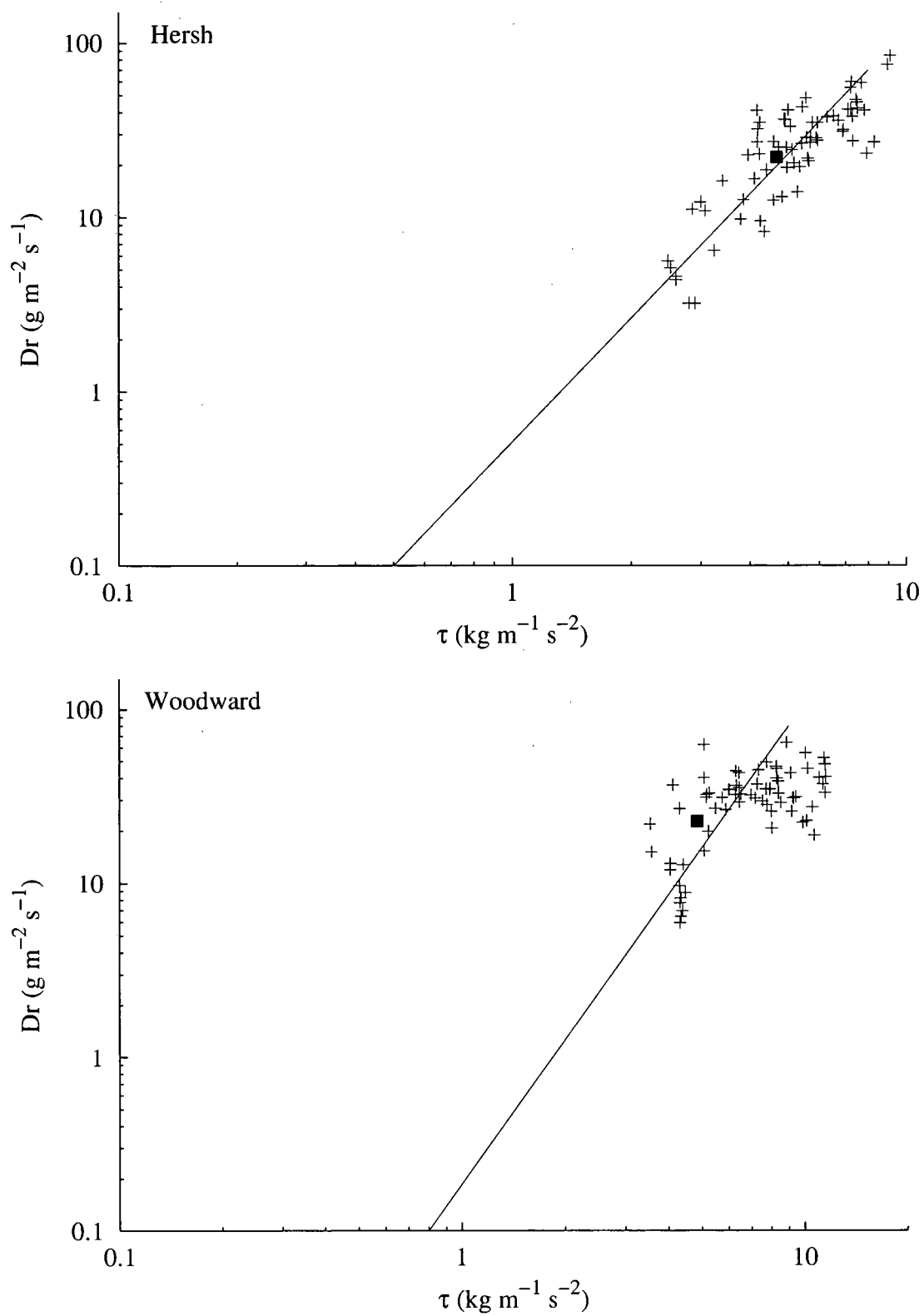


FIGURA 9.4 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO
SÉRIES DE SOLO ZAHL e ACADEMY .

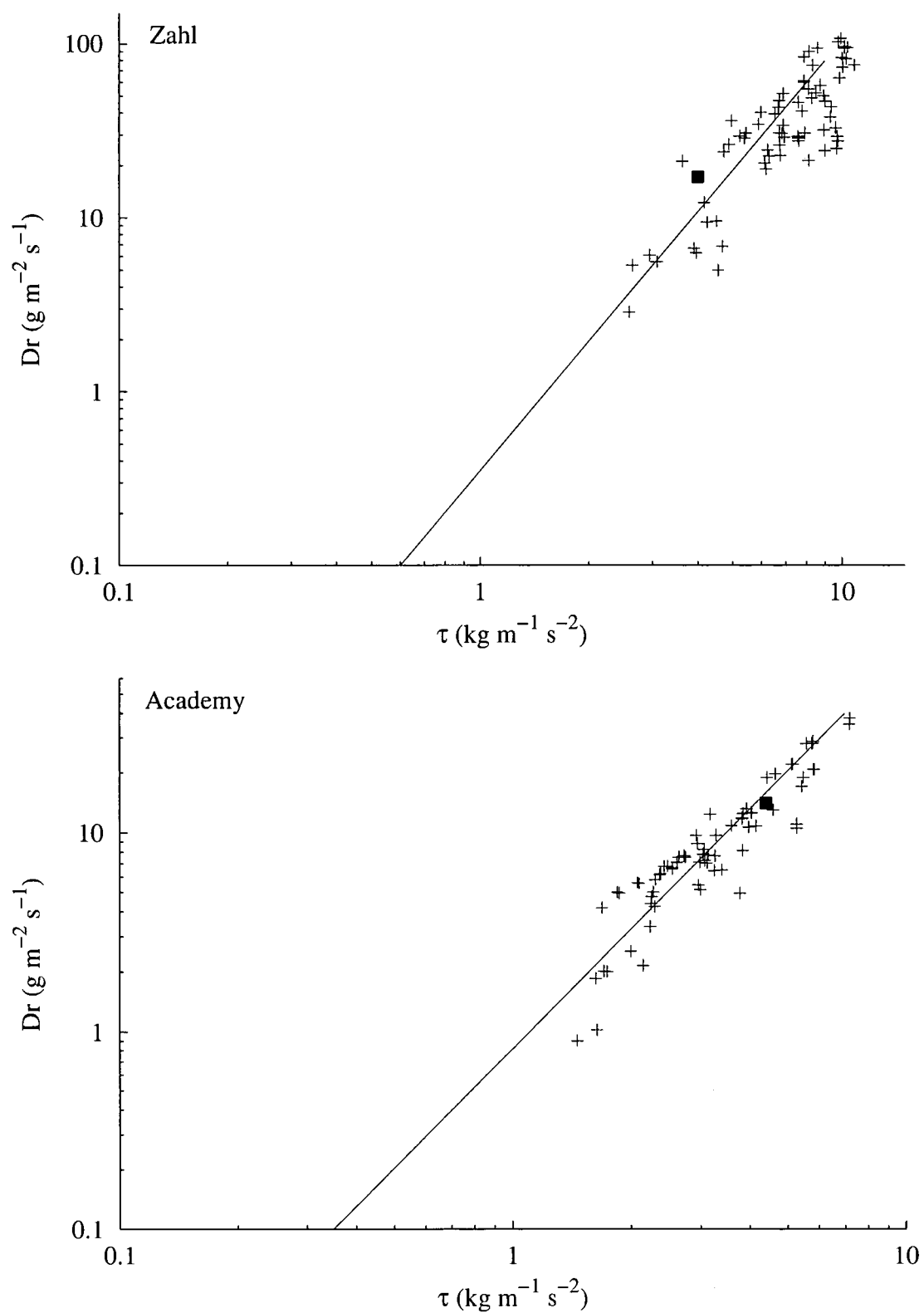


FIGURA 9.5 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO
SÉRIES DE SOLO PORTNEUF e HEIDEN .

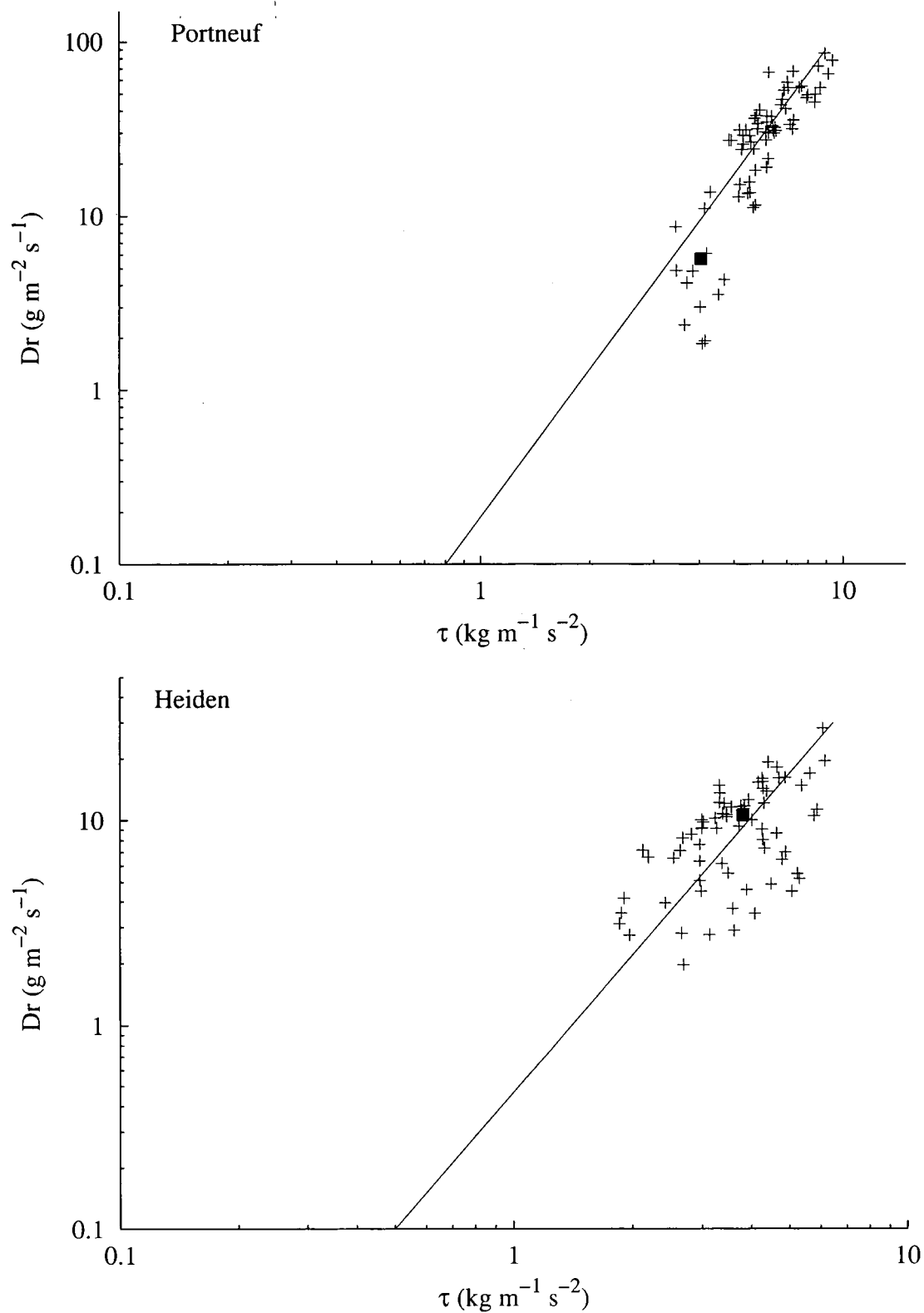


FIGURA 9.6 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO
SÉRIES DE SOLO MEXICO e LEWISBURG .

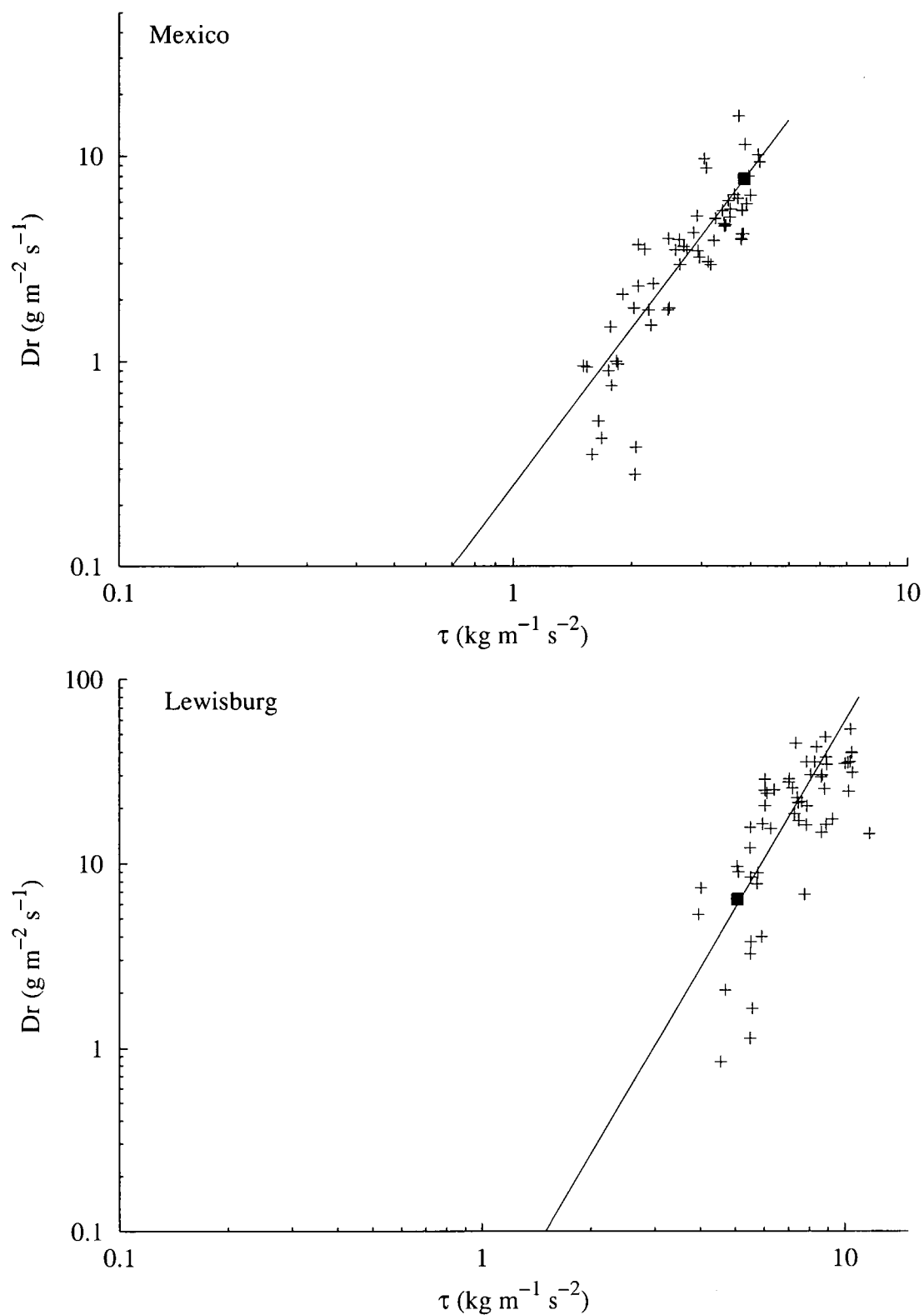


FIGURA 9.7 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO
SÉRIES DE SOLO CECIL e WILLIAMS .

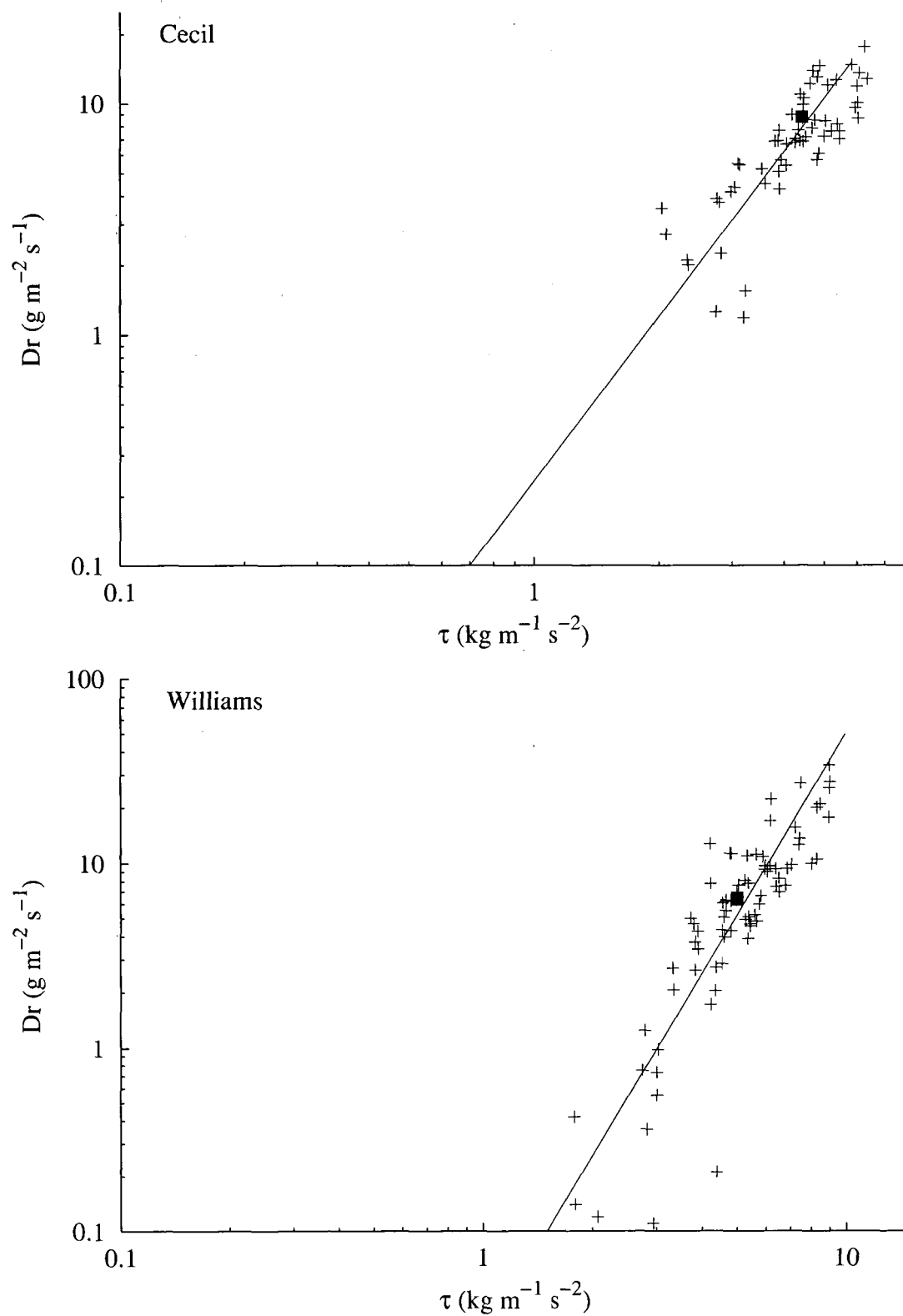


FIGURA 9.8 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO
SÉRIES DE SOLO SHARPSBURG e KEITH .

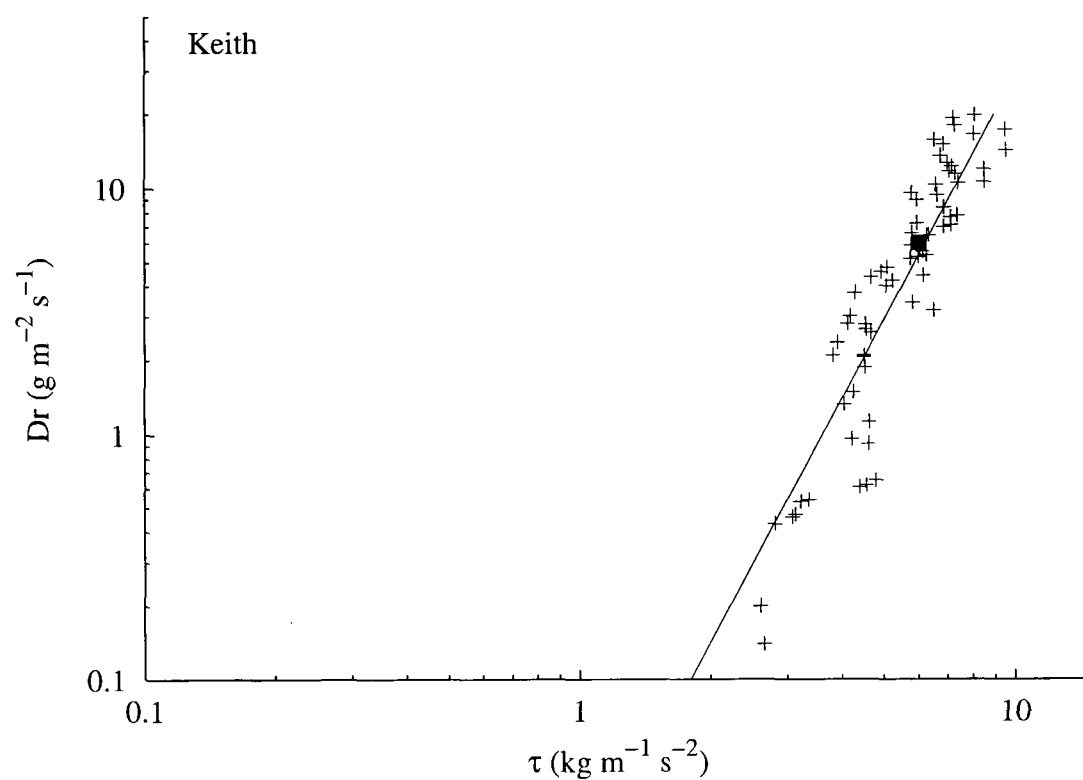
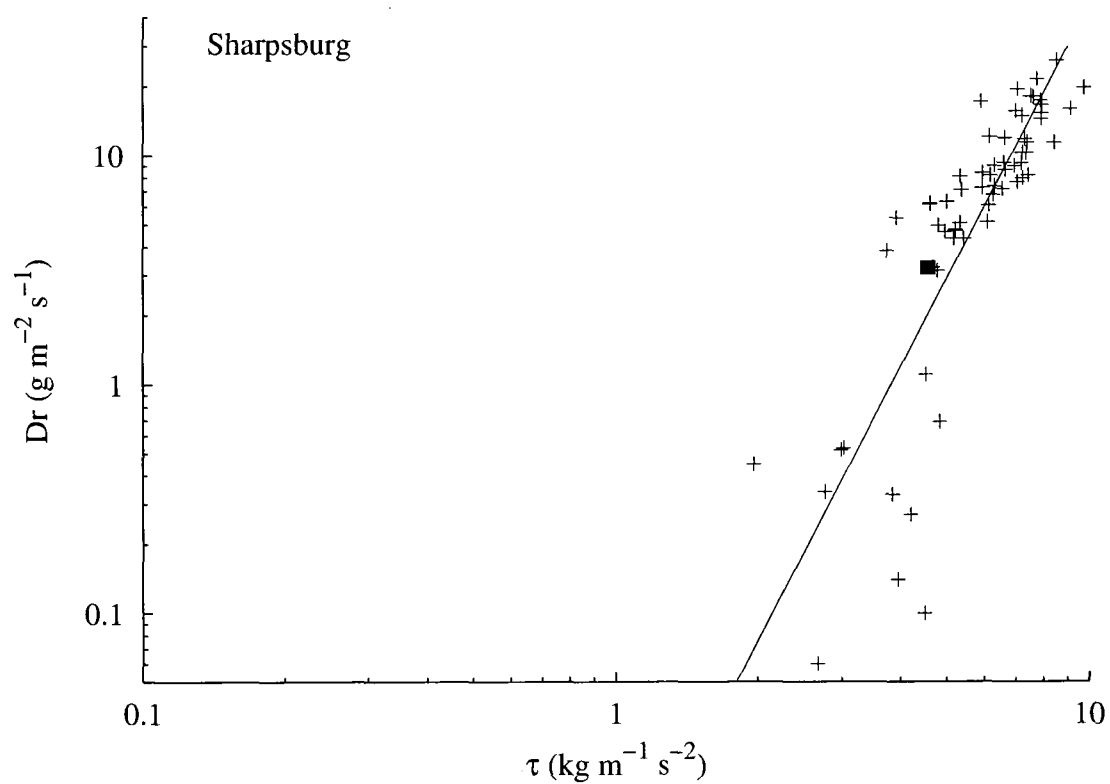
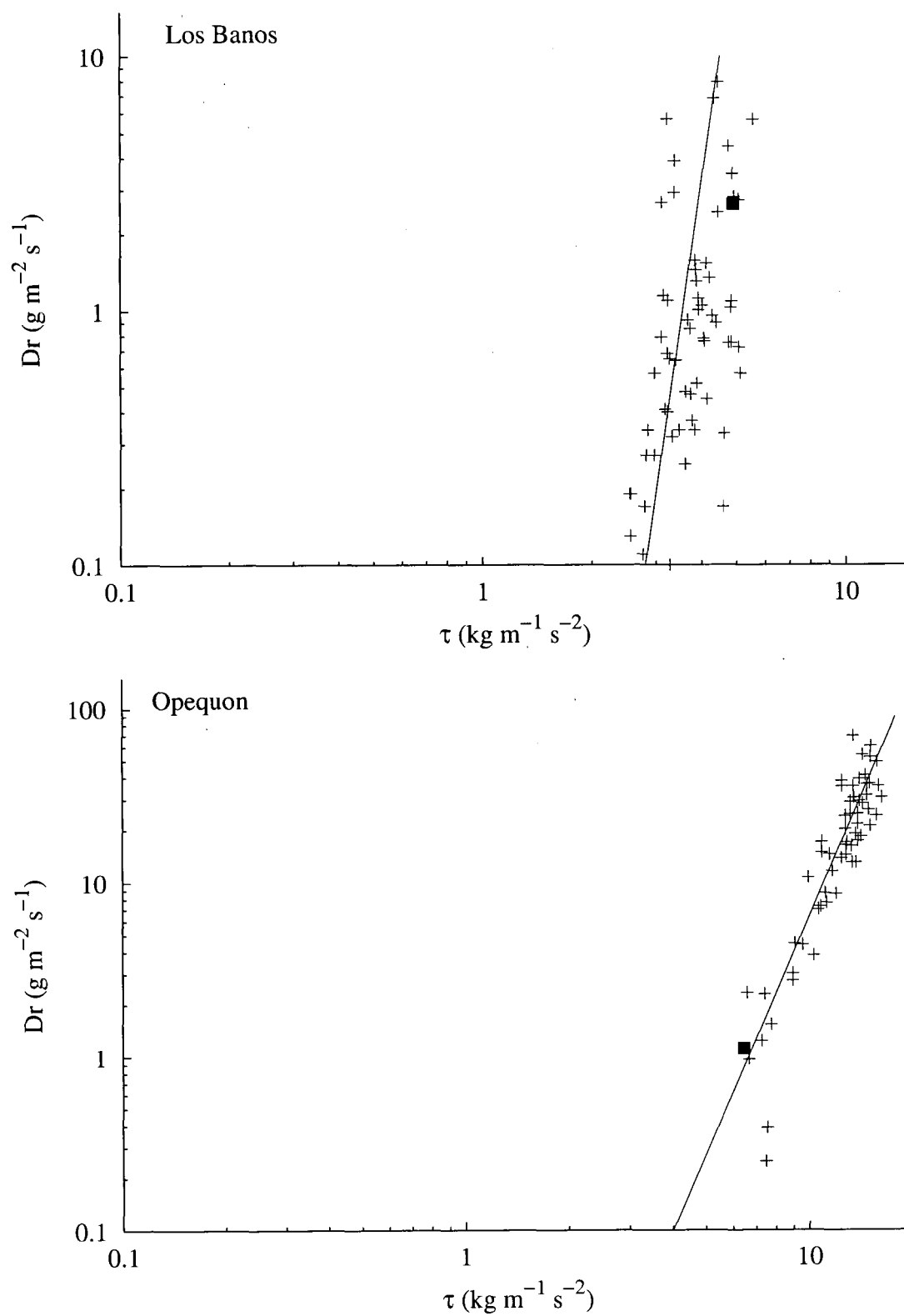


FIGURA 9.9 - TENSÃO DE CISALHAMENTO *versus* TAXA DE DESAGREGAÇÃO
SÉRIES DE SOLO LOS BANOS e OPEQUON .



Anexo E - SÍNTESE DAS PROPRIEDADES HIDRÁULICAS, NO TEMPO INICIAL

| Solo | | vazão (L min ⁻¹) | v (m s ⁻¹) | área (cm ²) | Rh (cm) | b (cm) | τ (N m ⁻³) | S _o (%) | h (cm) | ρ _a (kg m ⁻³) | n (s m ^{-1/3}) |
|------------|-----------|---------------------------------|---------------------------|----------------------------|------------|-----------|---------------------------|-----------------------|-----------|---|-----------------------------|
| Sharpsburg | medido | 12,60 | 0,21 | 10,20 | 0,79 | 12,2 | 4,58 | 5,19 | - | 997,8892 | - |
| Sharpsburg | calculado | 12,26 | 0,20 | 10,20 | 0,73 | 12,2 | 3,73 | 5,19 | 0,836 | 997,8892 | 0,043 |
| Keith | medido | 17,30 | 0,23 | 12,70 | 1,19 | 9,1 | 6,05 | 5,18 | - | 997,8892 | - |
| Keith | calculado | 17,25 | 0,23 | 12,74 | 1,07 | 9,1 | 5,43 | 5,18 | 1,400 | 997,8892 | 0,049 |
| Los Banos | medido | 29,11 | 0,25 | 19,30 | 1,17 | 15,0 | 4,92 | 4,30 | - | 997,8892 | - |
| Los Banos | calculado | 28,71 | 0,24 | 19,50 | 1,11 | 15,0 | 4,66 | 4,30 | 1,300 | 997,8892 | 0,042 |
| Portneuf | medido | 5,10 | 0,14 | 6,20 | 0,73 | 7,90 | 4,05 | 5,68 | - | 997,8892 | - |
| Portneuf | calculado | 5,40 | 0,13 | 6,71 | 0,70 | 7,90 | 3,89 | 5,68 | 0,850 | 997,8892 | 0,065 |
| Nansene | medido | 20,70 | 0,25 | 13,60 | 0,91 | 10,4 | 5,22 | 5,89 | - | 997,8892 | - |
| Nansene | calculado | 20,23 | 0,27 | 12,48 | 0,97 | 10,4 | 5,62 | 5,89 | 1,200 | 997,88 | 0,041 |
| Williams | medido | 14,30 | 0,23 | 10,52 | 0,95 | 8,6 | 5,03 | 5,38 | - | 997,8892 | - |
| Williams | calculado | 13,66 | 0,23 | 10,06 | 0,92 | 8,6 | 4,84 | 5,38 | 1,170 | 997,8892 | 0,045 |
| Mexico | medido | 36,40 | 0,30 | 20,27 | 1,00 | 18,1 | 3,86 | 3,94 | - | 997,8892 | - |
| Mexico | calculado | 36,44 | 0,29 | 20,81 | 1,02 | 18,1 | 3,93 | 3,94 | 1,150 | 997,8892 | 0,032 |
| Opequon | medido | 4,10 | 0,16 | 4,31 | 0,57 | 6,3 | 6,49 | 11,61 | - | 997,8892 | - |
| Opequon | calculado | 4,21 | 0,16 | 4,41 | 0,57 | 6,3 | 6,50 | 11,61 | 0,700 | 997,8892 | 0,0686 |

continua

continuação

| Solo | | vazão (L min ⁻¹) | v (m s ⁻¹) | área (m ²) | Rh (m) | b (m) | τ (N m ⁻³) | S _o (%) | h (m) | ρ _a (kg m ⁻³) | n (s m ^{-1/3}) |
|-----------|-----------|---------------------------------|---------------------------|---------------------------|-----------|----------|---------------------------|-----------------------|----------|---|-----------------------------|
| Lewisburg | medido | 11,10 | 0,23 | 8,11 | 0,75 | 9,2 | 5,09 | 6,96 | - | 997,8892 | - |
| Lewisburg | calculado | 11,24 | 0,23 | 8,20 | 0,75 | 9,2 | 5,08 | 6,96 | 0,890 | 997,88 | 0,044 |
| Whitney | medido | 5,00 | 0,19 | 4,36 | 0,51 | 8,0 | 3,76 | 7,50 | - | 997,8892 | - |
| Whitney | calculado | 5,05 | 0,19 | 4,52 | 0,49 | 8,0 | 3,63 | 7,50 | 0,565 | 997,889 | 0,0427 |
| Cecil | medido | 14,2 | 0,23 | 10,4 | 0,85 | 10,0 | 4,42 | 5,19 | - | 997,61 | - |
| Cecil | calculado | 14,04 | 0,23 | 10,3 | 0,85 | 0,1 | 4,34 | 5,19 | 1,030 | 997,889 | 0,0419 |
| Heiden | medido | 28,20 | 0,23 | 20,82 | 0,95 | 16,9 | 3,83 | 4,12 | - | 998,7155 | - |
| Heiden | calculado | 28,20 | 0,23 | 20,28 | 1,05 | 16,9 | 4,24 | 4,12 | 1,200 | 998,7155 | 0,042 |
| Zahl | medido | 7,70 | 0,23 | 5,68 | 0,56 | 8,4 | 4,01 | 7,84 | - | 997,8892 | - |
| Zahl | calculado | 7,79 | 0,23 | 5,71 | 0,58 | 8,4 | 4,49 | 7,84 | 0,680 | 997,8892 | 0,040 |
| Amarillo | medido | 15,70 | 0,29 | 9,12 | 0,92 | 4,5 | 3,38 | 3,76 | - | 997,8892 | - |
| Amarillo | calculado | 15,78 | 0,29 | 9,00 | 1,06 | 4,5 | 3,90 | 3,76 | 2,000 | 997,889 | 0,032 |
| Hersh | medido | 29,60 | 0,26 | 18,6 | 0,73 | 24,0 | 4,69 | 6,57 | - | 997,8892 | - |
| Hersh | calculado | 29,04 | 0,26 | 18,6 | 0,73 | 24,0 | 4,68 | 6,57 | 0,775 | 997,8892 | 0,037 |
| Woodward | medido | 22,00 | 0,31 | 11,89 | 0,72 | 12,8 | 4,86 | 6,86 | - | 997,8892 | - |
| Woodward | calculado | 22,50 | 0,32 | 11,78 | 0,80 | 12,8 | 5,40 | 6,86 | 0,920 | 997,8892 | 0,041 |
| Academy | medido | 25,40 | 0,38 | 10,99 | 0,92 | 10,2 | 4,42 | 4,90 | - | 997,8892 | - |
| Academy | calculado | 25,88 | 0,38 | 11,22 | 0,90 | 10,2 | 4,34 | 4,90 | 1,000 | 997,8892 | 0,025 |